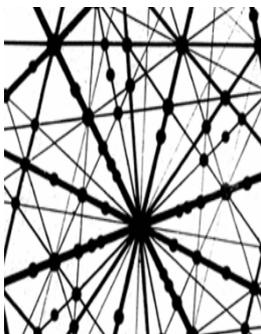




**МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ им. М.В. ЛОМОНОСОВА**  
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА

***ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ***  
***XXXIX международной конференции***  
***ПО ФИЗИКЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ***  
***ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С КРИСТАЛЛАМИ***

(Москва 26 мая – 28 мая 2009 г.)



Москва 2009

УДК 539.1.01.08

ББК 22.37.

T29

Под общей редакцией проф. А.Ф. Тулинова  
Редколлегия: В.С. Куликаускас, Г.П. Похил., Е.С. Машкова, В.С.  
Черныш, Ю.А. Ермаков

T29 Тезисы докладов XXXIX международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами / Под ред. проф. А.Ф. Тулинова. – М.: Университетская книга, 2009. – 183 с.

Сборник содержит тезисы докладов, отобранные оргкомитетом для представления на конференции.

# ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ ПРОГРАММА

## Секция I

### ФИЗИКА ОРИЕНТАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ

26 мая, вторник, 10<sup>30</sup> – 12<sup>00</sup>

1 утреннее заседание

Председатель **А.Ф. Тулинов**

Вступительное слово – профессор А.Ф. Тулинов

- |  | Стр. |
|--|------|
| 1. <b>Ю.Л. Пивоваров.</b> Эффект Огорокова – когерентное возбуждение ускоренных водородоподобных ионов в кристаллах (1965 -2009). (30 мин) | 19   |
| 2. <b>Г.П. Похил, Л.А. Жилияков, А.И Мирончик, Т. Ikeda, Y. Yamazaki.</b> Осцилляции тока ионов при прохождении через капилляр. (15 мин)   | 20   |

12<sup>00</sup> – 12<sup>30</sup> обсуждение стендовых докладов

26 мая, вторник, 12<sup>30</sup> – 14<sup>00</sup>

II утреннее заседание

Председатель **Г.П. Похил**

- |  |          |
|--|----------|
| 1. <b>В.С. Малышевский, А.В. Казаков.</b> Моделирование рассеяния ускоренных ионов кристаллической поверхностью. (15 мин)  | 21       |
| 2. <b>А.А. Корнилова, В.И. Высоцкий, Н.Н.Сысоев, Н.К. Литвин, В.И.Томак, А.А. Барзов.</b> Генерация интенсивного рентгеновского излучения при свободном выходе быстрой дозвуковой струи воды из металлического канала в атмосферу. (15 мин)                                    | 22       |
| 3. <b>Г.Г. Телегин, В.Г. Телегин.</b> О возможности электризации космических аппаратов при резонансной фотоиондированной ионизации атомов и молекул на их поверхности. (15 мин)  | 23       |
| 4. <b>Н.Ф. Шульга, В.В. Бойко.</b> О рассеянии релятивистских электронов и позитронов в изогнутом кристалле.<br><b>Н.Ф. Шульга.</b> Обнаружение стохастического механизма поворота пучка заряженных частиц большой энергии изогнутым кристаллом. (Объединённый доклад 25 мин.) | 24<br>25 |

14<sup>00</sup> – 15<sup>00</sup> перерыв на обед

1. **Л. Л. Балашова.** Разлет атомарных фрагментов в процессе диссоциации быстрых молекулярных ионов при взаимодействии с веществом. 26
2. **В.Л. Левшунова, Г.П. Похил, Д.И. Тетельбаум, В.Б. Фридман.** Сравнительный анализ эффекта дальнего действия методом РОР и методом измерения микротвердости. 27
3. **Г.П. Похил, В.В. Чердынцев.** Эффект поперечного охлаждения и нагрева каналированных ионов. 28
4. **Н.В. Новиков.** Моделирование транспорта быстрых электронов в кремнии. 29
5. **Е.О. Поздеева.** Применение метода преобразований Дарбу к проблемам каналирования частиц. 30
6. **Ю.А. Белкова, Я.А. Теплова.** Потери энергии легких ионов в различных углеводородных соединениях. 31
7. **Н.В. Новиков, Я.А. Теплова.** Оценка сечения захвата электрона быстрыми водородоподобными ионами. 32
8. **В.С. Малышевский, А.А. Першин.** К теории захвата электронов каналированными ионами. 33
9. **В.С. Малышевский, А.А. Ольховский.** О черенковском излучении многозарядных ионов. 34
10. **Г.А. Оганесян.** Особенности образования радиационных дефектов в кремнии, подвергнутом упругому растягивающему напряжению. 35
11. **Т.А. Панина, В.П. Кошечев, Д.А. Моргун, Н.В. Сафин.** Моделирование нагрева и охлаждения многозарядных ионов в плоскостных каналах кристалла. 36
12. **Т.А. Панина, Д.А. Моргун, В.П. Кошечев, Е.С. Сапожникова.** Моделирование траекторий протонов в  $\langle 100 \rangle$  осевом канале кристалла кремния. 37
13. **Ю.П. Кунашенко, Ю.Л. Пивоваров.** Когерентное швингеровское рассеяние быстрых нейтронов в кристаллах. 38
14. **И.П.Чернов, Ю.М. Коротеев, О.В. Гимранова, О.В. Лопатина.** Первопринципные расчёты электронной и атомной структуры систем Zr-H. 39
15. **И.П. Чернов, Ю.М. Коротеев, О.В. Лопатина.** Первопринципные расчеты электронной и атомной структуры систем Zr-V, Zr-He-V. 40
16. **И.В. Лысова, А.С. Сабиров, А.В. Степанов.** Влияние динамики атомов на характер энергетических потерь ионов при каналировании в углеродных нанотрубках. 41

17. **Г.М. Филиппов.** Вихревые поля в некоторых задачах взаимодействия заряженных частиц с ограниченными диэлектриками. 42
18. **В.А. Александров, А.С. Сабилов, Г.М. Филиппов.** Туннельная проводимость в системах квантовых точек. 43
19. **В.А. Александров, П.И. Диденко, А.С. Сабилов, Г.М. Филиппов, В.С. Черныш.** Каналирование в системе частично упорядоченных нанотрубок. 44
20. **В.К. Егоров, Е.В. Егоров.** Эффективные методы улучшения свойств плоских рентгеновских волноводов-резонаторов. 45
21. **А.Н. Пустовит.** Неупругие столкновения атомных частиц средних энергий в твердых телах. 46
22. **И.А. Мельничук, Е.И. Васько.** Каналирование и блокировка входа при рассеянии электронов плёнкой, содержащей гексагональную решетку ЦМД. 47
23. **В.И. Высоцкий, М.В. Высоцкий.** Особенности ориентационного движения релятивистских и предельно медленных нейтронов частиц с аномальным моментом в кристаллах. 48
24. **В.И. Высоцкий, М.В. Высоцкий, Н.В. Максютя.** Особенности резонансного взаимодействия движущихся атомов и кластеров с поверхностью кристаллов и сверхрешеток. 49
25. **Н.В. Максютя, В.И. Высоцкий.** Инверсия потенциалов ориентационного взаимодействия при каналировании заряженных частиц в высокоиндексных заряженных плоскостях ионных кристаллов. 50
26. **Н.В. Максютя, В.И. Высоцкий.** Расчет кильватерного потенциала при каналировании релятивистских заряженных частиц в ионных кристаллах. 51
27. **Н.А. Скакун, М.В. Ващенко.** Локализация атомов углерода и потери энергии каналированных протонов в кристалле Ni-0.18at.%C. 52
28. **Г.В. Ковалев.** Границы спирального рассеяния релятивистских частиц в однородно изогнутом кристалле. 53
29. **Р.И. Богданов, М.Р. Богданов.** Оценка плотности потоков частиц в слабо-диссипативной теории КАМ. 54
30. **Д.П. Антипин, В.П. Кошечев, Д.А. Моргун, Н.В. Сафин.** Объёмное отражение релятивистских частиц в изогнутых слоистых структурах металл – диэлектрик. 55
31. **О.А. Подсвилов.** Прохождение электронного волнового пакета через неидеальный кристалл. 56

**ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ В ТВЁРДОМ ТЕЛЕ**

**26 мая, вторник, 15<sup>00</sup> – 16<sup>30</sup>**

**I вечернее заседание**

**Председатель Н.Ф. Шульга**

1. **А.И. Бенедиктович, И.Д. Феранчук, А.С. Лобко.** Параметрическое рентгеновское излучение в условиях скользящей геометрии. (15 мин) 59
2. **А.Н. Елисеев, В.И. Сергиенко, Г.Г. Субботин, В.А. Хабло А.С. Кубанкин, Р.М. Нажмудинов, Н.Н. Насонов, А.В. Субботин.** Обнаружение эффекта усиления параметрического рентгеновского излучения в режиме скользящего падения релятивистских электронов на поверхность кристалла. (15 мин) 60
3. **К.Б. Коротченко, Т.А. Тухфатуллин, Ю.Л. Пивоваров, Е. И. Фикс.** DCR-дифрагированное рентгеновское излучение при осевом каналировании электронов вдоль оси  $\langle 110 \rangle$  в кристаллах Si и LiF. (15 мин) 61
4. **П.Н. Жукова, Н.Н. Насонов.** Энергодисперсионный аналог метода Цернике – Принса. 62  
**П.Н. Жукова, Н.Н. Насонов.** О причине подавления вклада поляризационного тормозного излучения в наблюдаемый выход тормозного излучения нерелятивистских электронов. (20 мин) 63

*16<sup>30</sup> – 17<sup>00</sup> обсуждение стендовых докладов*

**26 мая, вторник, 17<sup>00</sup> – 18<sup>45</sup>**

**II вечернее заседание**

**Председатель Н.Н. Насонов**

1. **А. А. Бабаев, Ю. Л. Пивоваров.** Эффекты Штарка и Зеемана при плоскостном каналировании релятивистских водородоподобных ионов в кристаллах: Влияние на структуру резонансов для процесса когерентного возбуждения. 64  
**В.Р. Альтапова, О.В. Богданов, Ю.Л. Пивоваров.** Торможение релятивистских тяжелых ионов в радиаторе: влияние на угловые распределения черенковского излучения. (Объединённый доклад 20 мин). 65
2. **В.А. Астапенко, А.С. Батурин, Е.В. Коростылев.** Тормозное излучение нерелятивистских электронов в твердотельных мишенях: теория и эксперимент. (15 мин). 66

3. **В.К. Гришин, Д.П. Никитин.** «Мерцающие» спектры рентгеновского излучения быстрых многозарядных кластеров в веществе. (15 мин) 67
4. **В.В. Сыщенко, А.И. Тарновский, Н.Ф. Шульга.** Вклад некогерентных эффектов в тормозное излучение быстрых частиц в кристалле. 68  
**Н.Ф. Шульга, В.В. Сыщенко, С.Н. Шульга.** Метод эквивалентных фотонов и эйкональное приближение в теории переходного излучения Объединённый доклад. (Объединённый доклад 20 мин) 69
5. **Д.А. Бакланов, И.Е. Внуков, Ю.В. Жандармов, Ж. Т. Зьонг, Р.А. Шатохин.** Анализ возможности использования излучения электронов в кристаллах для практических приложений. (15 мин) 70
6. **Г.А. Науменко, А.П. Потылицын, М.В. Шевелёв, Ю.А. Попов.** Исследование когерентного излучения Вавилова-Черенкова при пролёте релятивистских электронов вблизи мишени. (15мин) 71

#### Стендовые доклады

1. **А.С. Лобко, О.М. Луговская, Э.В. Лобко.** Особенности генерации параметрического рентгеновского излучения в низкоэнергетических кольцевых ускорителях. 72
2. **О.А. Горбунова, П.Н. Жукова, А.С. Кубанкин, Н.Н. Насонов.** Модель излучения нерелятивистских электронов в конденсированной среде в условиях сильного многократного рассеяния. 73
3. **А.А. Ананьева, О.В. Богданов, Ю.Л. Пивоваров.** Спектры излучения релятивистских электронов при аксиальном каналировании в кристаллах. 74
4. **О.В.Богданов, В.И. Ефремов, Ю.Л. Пивоваров.** Угловое распределение излучения релятивистских электронов и позитронов в тонких кристаллах. 75
5. **А.А. Асланян, А.Г. Мкртчян, А.Р. Мкртчян, Г.К. Хачатурян П.Н. Жукова, А.С. Кубанкин, Н.Н. Насонов.** Модифицированная схема кристаллического ондулятора. 76
6. **Г.Л. Бочек, В.И. Кулибаба, Н.И. Маслов, В.Д. Овчинник, С.М. Потин.** Вопросы технологического использования пучков когерентного тормозного излучения. 77
7. **Д.А. Бакланов, И.Е. Внуков, Ю.В. Жандармов, Р.А. Шатохин.** Динамические эффекты в когерентном излучении быстрых электронов в монокристаллах вольфрама. 78

8. **С.В. Блажевич, А.В. Носков.** О соотношении выходов ПРИ вблизи направления Брэгга и ПРИ вдоль скорости релятивистского электрона в геометрии Лауэ. 79
9. **С.В. Блажевич, А.В. Носков.** Вклады переходного и параметрического рентгеновского излучения вперед в геометрии Лауэ. 80
10. **З.А. Исаханов.** Исследование ориентационной зависимости спектров ХПЭЭ, прошедших через тонкие пленки Cu и Ag. 81
11. **Е.А. Созонтов, В.В. Сафронов, Г. Гутман.** Рентгеновский источник на основе компактного линейного ускорителя электронов с тонким анодом. 82
12. **В.М. Гордиенко, И.А. Макаров, В.П. Петухов, А.С. Хоменко.** Фемтосекундная лазерная плазма в микроканале кристалла  $\text{CaF}_2$  и эффективная генерация характеристического рентгеновского излучения. 83

### Секция III

#### РАССЕЯНИЕ, РАСПЫЛЕНИЕ И ЭМИССИЯ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

27 мая, среда, 10<sup>00</sup> - 11<sup>30</sup>

Внутреннее заседание

Председатель В.Н. Самойлов

1. **Г.В. Корнич, Г. Бетц, Вал. Г. Корнич.** Размерные эффекты при распылении поверхностных кластеров меди на подложке графита низкоэнергетическими димерами  $\text{Cu}_2$ . (15 мин). 87
2. **С.С. Чеботарев, А.В. Вязовцев, Н.С. Кравец, И.И. Беспаль, А.М. Кувшинов, Л.А. Песин, И.В. Грибов, Н.А. Москвина, В.Л. Кузнецов, С.Е. Евсюков.** Особенности спектров электронной эмиссии продуктов радиационной карбонизации поливинилиденфторида мягким рентгеновским излучением и ионной бомбардировкой. (15 мин) 88
3. **Н.Н. Андрианова, А.М. Борисов, Е.С. Машкова, М.А. Тимофеев.** Температурные эффекты в ионно-электронной эмиссии и структурно-морфологические изменения поверхности высокоориентированного пирографита. (15 мин) 89
4. **П.А. Карасев, А.И.Тигов, А.Ю.Азаров, С.О.Кучеев.** Роль нелинейных каскадов столкновений в молекулярном эффекте в кремнии. (15 мин) 90
5. **Е.Е.Журкин.** Моделирование десорбции нанокластеров золота, осаждённых на поверхность (111) Al и Au, при бомбардировке ионами  $\text{Au}_1$  и кластерами  $\text{Au}_{400}$  методом классической молекулярной динамики. (15 мин) 91

Председатель Г.В. Корнич

1. **Н.Н.Михеев.** Наиболее вероятные и средние потери энергии пучка моноэнергетических заряженных частиц средних и низких энергий в веществе при многократном рассеянии. (15 мин) 92
2. **П. Н. Белкин, А. М. Борисов, В. Г. Востриков, И. Г. Дьяков, Т.Л. Мухачева, Е.А. Романовский, М.В. Серков.** Применение ЯОР протонов для элементного анализа нитроцементированной малоуглеродистой стали. **О.В. Беспалова, А.М. Борисов, В.Г. Востриков, С.М. Кузьмин, В.И. Парфенюк, Е.А. Романовский, М.В. Серков, С.В. Силкин.** Применение спектрометрии ЯОР протонов для определения химического состава наноструктурированных карбонитридов и нитридов бора. (Объединенный доклад 15 мин) 93
3. **В.И. Шпиньков, В.Н. Самойлов.** О фокусировке атомов, распыленных с грани (111) Ni, в случае гауссовых пучков эмитируемых атомов. (15 мин) 94
4. **Г. Рахманов.** Определение кинетических характеристик диссоциативной поверхностной ионизации молекул. (15 мин) 95
5. **П.А. Карасёв, О.А. Подсвиров, А.Я. Виноградов, А.Ю. Азаров, Н.Н. Карасёв, А.С. Смирнов, А.И. Титов, К.В. Карабешкин.** Изменение напряжений в алмазоподобных пленках при их облучении быстрыми ионами. (15 мин) 97
6. **Ю. Кудрявцев, С. Гаярдо, А.Вьегас, Г. Рамирес, Р. Азомоза.** Расчет температуры в каскаде столкновений, инициированных ускоренным ионом. (15 мин) 98

14<sup>00</sup> – 15<sup>00</sup> перерыв на обедСтендовые доклады

1. **Н.Н. Михеев, Е.В. Широкова, М.А. Степович** Расчет сечения неупругого рассеяния киловольтных электронов в конденсированном веществе. 99
2. **В.С. Авилкина, Н.Н. Андрианова, А.М. Борисов, Ю.С.Виргильев, Е.С. Машкова, Е.А. Питиримова, М.А. Тимофеев.** Высокодозное распыление и ионно-электронная эмиссия однонаправленного углерод-углеродного композита при облучении ионами аргона. 100

3. **Д.А. Павлов, Е.А. Питиримова, Ю.А. Матвеев, А.В. Зенкевич.** Динамика кристаллизации пленок  $Ni_xSi_{1-x}$  при электронно-лучевом отжиге. 101
4. **К.Б. Коротченко, Ю.Л. Пивоваров, Т.А. Тухфатуллин.** Вторичная электронная эмиссия, индуцированная электронами и позитронами при канализовании через кристаллы. 102
5. **О.В. Слободчиков, С.С. Чеботарев, Л.А. Песин, С.Е. Евсюков, И.В. Грибов, Н.А. Москвина, В.Л. Кузнецов.** Ионностимулированный перенос атомов железа и меди на поверхность карбонизирующей пленки поливинилиденфторида. 103
6. **Л.К. Израилева, Э.Н. Руманов.** К вопросу о реакциях с участием имплантированных атомов в полях упругих напряжений. 104
7. **Б.Г. Атабаев.** Поверхностно-дырочный механизм потенциального распыления ЦГК и широкозонных полупроводников многозарядными ионами. 105
8. **Ш.Дж. Ахунов, С.Ж. Ниматов.** Сравнительное исследование распыления полиэтиленовой пленки при бомбардировке ионами щелочного металла и органической молекулы. 106
9. **Ш.Дж. Ахунов, С.Ж. Ниматов.** Распыление полиэтиленовой пленки атомами и полиатомными ионами. 107
10. **А.И. Давыдова, С.С. Исхакова.** Исследование ветеринарного лекарственного препарата левамизола с помощью термодесорбционного поверхностно-ионизационного индикатора. 108
11. **Р.Джаббарганов.** Экспериментальное определение коэффициента отрицательной ионизации при распылении золота, платины и серебра. 109
12. **А.А. Абдуваитов, М.К. Рузибаева.** Исследование примесного состава и химического состояния сплавной пленки CdTe методом ЭОС. 110
13. **С.Н. Морозов.** Ионно-электронная эмиссия при бомбардировке индия кластерными ионами. 111
14. **Д.А. Ташмухамедова, Д. Буназаров, М.А. Миржалилова, И.П. Парманкулов, Д.М. Мурадкабилов.** Энергетическая диаграмма поверхности нанопленочной системы  $SiO_2/Si$ , имплантированного ионами  $Va^+$ . 112
15. **М.Т. Нормурадов, Б.Е. Умирзаков, А.К. Ташатов, Ю.Д. Халиков, Б. Мавлянов.** Влияние бомбардировки ионами  $Ag^+$  на спектр хпээ тонких пленок MgO. 113

16. **Б.Е. Умирзаков, Д.А. Ташмухамедова, В. Холмухамедова, Э. Раббимов, М.Р. Ахмеджанов.** О применении низкоэнергетической ионной имплантации для создания нанопленок и нанокристаллов на поверхности полупроводников и диэлектрических пленок (обзор). 114
17. **А.А. Ермоленко, Г.В. Корнич, Г. Бетц.** Молекулярно-динамическое моделирование процесса ионной бомбардировки межслойных кластеров меди в кристалле графита. 115
18. **В.И. Киприч, Г.В. Корнич.** Моделирование роста нановискеров в диффузионном приближении. 116
19. **А.И. Толмачёв.** Зависимость дефектообразования в материалах от вида атомного потенциала. 117
20. **А.Ю. Азаров, П.А. Карасёв, А.И. Титов, С.О. Кучеев, С.Ю. Землякова.** Накопление дефектов и морфология поверхности в GaN при облучении кластерными ионами. 118

#### Секция IV

#### МОДИФИКАЦИЯ И АНАЛИЗ ПОВЕРХНОСТИ

27 мая, среда, 15<sup>00</sup> – 16<sup>30</sup>

1 вечернее заседание

Председатель Н.Г. Чеченин

1. **В.В. Козловский, А.М. Иванов, А.А.Лебедев, Н.Б.Строкан.** Влияние облучения высокоэнергетическими заряженными частицами на свойства 4H-SiC эпитаксиальных слоев, выращенных методом газофазного осаждения. (15 мин) 121
2. **А.Ю. Гойхман, Ю.Ю. Лебединский, А.В. Зенкевич, П.С. Черных, В.С. Куликаускас, В. В. Самсонова, Н.С. Перов, Г.С. Куприянова.** Структурные и магнитные свойства Fe<sub>3</sub>O<sub>4</sub>/MgO/Fe<sub>3</sub>Si. (15 мин) 122
3. **П.Н. Черных, Н.Г. Чеченин, И.А. Сергачев, М.А. Тимофеев.** Формирование стержнеобразных ориентированных преципитатов силицида никеля при магнетронном напылении углерода и никеля на кремний. (15 мин) 123
4. **К.Л. Енишерлова, В.С. Куликаускас, В.В. Затекин, Н.Б. Гладышева, Т.Ф. Русак.** Исследование гетероструктур AlGaIn/GaN спектроскопией розерфордовского обратного рассеяния. (15 мин) 124
5. **Л.И. Бурова, О.Ю. Горбенко, С.В. Самойленков, А.Р. Кауль, В.С. Куликаускас, В.В. Затекин.** Исследование тонких пленок (Zn,Co)O методом резерфордовского обратного рассеяния. (15 мин) 125
6. **С.М.Барайшук, В.В. Тульев, В.Ф. Гременок, И.С. Ташлыков.** Модифицирование нанотвердости и морфологии поверхности кремния ионно-ассистированным нанесением тонких пленок. 126

**И.С. Ташлыков, О.М. Михалкович, И.П. Антонович, А.И. Туровец, Ю.А. Ермаков, В.С. Черныш.** Влияние дозы ускоренных ионов  $\text{Xe}^+$  на повреждение кремния при ионно-ассистированном нанесении Ti покрытий. (Объединённый доклад, 20 мин)

127

16<sup>30</sup> – 17<sup>15</sup> - Обсуждение стендовых докладов.

27 мая, среда, 17<sup>15</sup> – 18<sup>45</sup>

II вечернее заседание

Председатель И.С. Ташлыков

- 1. В.В. Углов, Н.С. Тарасюк, Н.Н. Черенда, Е.К. Стальмошенко.** Легирование конструкционной стали цирконием и титаном при воздействии компрессонной плазмы. 128

**В.В. Углов, Н.Н. Черенда, В.И. Шиманский, Н.В. Шостак В.М. Асташинский, А.М. Кузьмицкий.** Структурно-фазовые превращения в титане, легированном атомами хрома и молибдена. 129

**Н.Т. Квасов, А.В. Пунько, В.В. Углов.** Влияние электрического поля на массоперенос в поверхностных слоях при воздействии плотной компрессонной плазмы. (Объединённый доклад, 20 мин) 130
- 2. В.С. Ковивчак, Т.В. Панова, О.В. Кривокубов.** Модификация углеродных пленок при облучении мощным ионным пучком наносекундной длительности 131

**Т.В. Панова, В.С. Ковивчак, В.И. Блинов, Г.И. Геринг, К.О.Шарифулин.** Формирование дисперсных структур при облучении мощным ионным пучком металлов с углеродным покрытием. (Объединённый доклад, 20 мин) 132
- 3. Б.А. Калинин, Н.В. Волков, И.В. Олейников.** Формирование ионно-легированных слоев в поликристаллической матрице методом ионного перемешивания при воздействии пучков ионов с широким энергетическим спектром. 133

**Б.А. Калинин, Н.В. Волков, С.Е. Сабо.** Эрозия поверхности материалов при воздействии ионов с широким энергетическим спектром. (Объединённый доклад, 20 мин). 134

Стендовые доклады

- 1. И.И. Пронин, М.В. Гомоюнова.** Начальные стадии роста силицидов железа на поверхности кремния, пассивированной серебром. 135

2. **А.С. Артёмов, В.С. Куликаускас, И.Г. Рузавин, С.Б. Фарафонов, П.Н. Черных.** Исследование тонкой приповерхностной структуры монокристаллов Ge и AgGaSe<sub>2</sub> после различных способов полирования методом обратного резерфордского рассеяния ионов. 136
3. **В.М. Король, Ю. Кудрявцев.** Ионное легирование германия натрием. 137
4. **А.В. Кабышев, Ф.В. Конусов.** Влияние совместной имплантации ионов железа и хрома на оптические свойства оксида алюминия. 138
5. **Н.В. Алов, Д.М. Куцко.** Ионно-лучевое восстановление поверхности высшего оксида ниобия. 139
6. **Г.А Распопова., В.Л. Арбузов.** Распределение имплантированного дейтерия в металлических материалах. 140
7. **А.А. Дмитриевский, Н.Ю. Ефремова, В.В. Коренков, А.В. Шуклинов, В.М. Васюков, А.Р. Ловцов.** Механические свойства микро- и нанометровых слоев кремния в условиях низкоинтенсивного бета-облучения. 141
8. **Н.И. Маслов.** Кремниевые планарные детекторы, физические и технологические аспекты создания и применений. 142
9. **В.Н. Черник, А.И. Акишин, А.А. Пасхалов, А.С. Патракеев, Г.Г. Бондаренко, А.И. Гайдар.** Рентгеновский микроанализ поверхности поливинилтриметилсилана после воздействия ускоренного потока кислородной плазмы. 143
10. **В.И. Кристя.** Расчет нагрева поверхности электрода в катодном пятне нормального тлеющего разряда повышенного давления. 144

28 мая, четверг, 10<sup>00</sup> – 11<sup>30</sup>

1 утреннее заседание

Председатель В.В. Углов

1. **Г.В. Гаранин, И.П. Чернов, Ю.П. Черданцев, А.М. Лидер.** Применение акустических методов для изучения релаксационных явлений в титане при рентгеновском облучении в процессе пластической деформации. 145  
**Н.Н. Никитенков, А.М. Хашхаш, И.П. Чернов, Ю.И.Тюрин, А.М.Лидер.** Динамика накопления и радиационно-стимулированного выхода водорода из стале-лей. (Объединённый доклад, 20 мин) 146
2. **И.И. Ташлыкова-Бушкевич, В.С. Куликаускас, С.М. Барайшук, Т. Шикагава, В.Г. Шепелевич, Г. Ито.** Влияние сверхбыстрой закалки из расплава на элементный состав сплавов Al-Cr. (15 мин) 147
3. **И.Е. Тысченко, В.П. Попов.** Радиационно-стойкие КНИ структуры: способ создания и свойства. (15 мин) 148

4. **Т. В. Вахний, Г. А. Вершинин, Т.С. Грекова, Б.П. Гриценко, И.А. Курзина, Ю.П. Шаркеев.** Роль размера зерен поликристаллического титана в формировании концентрационных профилей имплантируемых ионов алюминия. 149
- Г.А. Вершинин, Е.А. Сидорова, Г.И. Геринг, Г.М. Колпащиков.** Динамика роста дендритно ячеистой микро структуры в бинарных системах при высоко скоростном затвердевании после воздействия сильноточными потоками частиц. (20 мин) 150

11<sup>30</sup> – 12<sup>15</sup> – Обсуждение стендовых докладов.

28 мая, четверг, 12<sup>15</sup> – 13<sup>35</sup>

Ц у т р е н н е е з а с е д а н и е

Председатель В.С. Куликаускас

1. **В.Б Выходец, Т.Е Куренных.** Исследование кислородного изотопного обмена в оксидных нанопорошках с помощью методики ядерного микроанализа. (15 мин) 151
2. **А.Х. Абдуев, А.Ш. Асваров, А.К. Ахмедов, В.К. Егоров.** Методика определения дефицита кислорода в керамике и тонкоплёночном состоянии соединения  $(Zn_{1-x}Ga_x)O_{1-y}$ . (15 мин) 152
3. **А.Б. Крамченков, Д.И. Курбатов, М.В. Захарец, А.С. Опанасюк.** Исследование содержания кислорода в пленках сульфида цинка методом резерфордского обратного рассеяния. (15 мин) 153
4. **С.С. Зырянов, А.И. Коссе, Ф.Г. Нешов, О.В.Рябухин.** Использование пучковых методов для контроля качества лекарственных средств. 154  
**С.С. Зырянов, А.В. Кружалов, Ф.Г. Нешов, О.В. Рябухин.** Моделирование радиационно-стимулированной коррозии конструкционных сталей ионными пучками. (Объединённый доклад, 20 мин) 155

Стендовые доклады

1. **В.Н. Кузнецов, А.Б. Коршунов, А.Н. Иванов, К.Г. Агахи, Л.В. Фомин, Т.П. Костенкова.** Модификация свойств гидроксилалюмината рентгеновским облучением. 156
2. **В.Н. Кузнецов, А.Б. Коршунов, В.И. Путляев, И.В. Голубцов, А.Н. Иванов, К.Г. Агахи, В.К. Ковальков, Т.П. Костенкова.** Модификация микро- и макромеханических характеристик гидроксилалюмината облучением быстрыми электронами. 157
3. **А.М. Лидер, И.П. Чернов, Ю.П. Черданцев, Ю.И. Тюрин, Н.С. Пушилина, С.В. Иванова.** Водородопроницаемость защитных покрытий сплава Э110, сформирован-

- ных ультразвуковой и электронной обработкой. 158
4. **И.П. Чернов, Ю.П. Черданцев, А.М. Лидер, А.П. Мамонтов, Ю.И. Тюрин, Н.С. Пушила, Г.В. Гаранин, Е.В. Чернова.** Физико-механические свойства сплава циркония Э110, модифицированного импульсным электронным пучком. 159
  5. **А.Б. Крамченков, В.Е. Сторижко, А.А. Дрозденко.** Разработка канала ядер отдачи для исследования содержания водорода в материалах. 160
  6. **N. Kuzminchuk, B. Fabian, H. Geissel, R. Knöbel, S. Kozhuharov S. Litvinov Y. Litvinov, Z. Patyk, W. Plaß, C. Scheidenberger, B. Sun, H. Weick.** Development of a time-of-flight detector system for isochronous mass spectrometry at FAIR. 161
  7. **В. В. Углов, Н. Т. Квасов, Ю. А. Петухов, В. М. Асташинский, А. М. Кузьмицкий.** Фазообразование и структурные изменения в системе хром-кремний в результате воздействия компрессионными плазменными потоками. 162
  8. **В.В. Углов, Г.Е. Ремнев, А.К. Кулешов, М.С. Салтымаков, М.В. Карабовский.** Модификация поверхностных слоев нитридов титана и хрома на твердом сплаве воздействием мощными импульсными ионными пучками. 163
  9. **В.В. Углов, А.В. Севрюк, Д.П. Русальский, С.В. Злоцкий, G. Abadias, С.В. Кислицын, К.К. Кадыржанов, И.Д.Горлачев, С.Н. Дуб.** Облучение системы  $(Ti_x-Zr_{1-x})N$  ионами ксенона. 164
  10. **В.М. Анищик, В.В. Углов, Н.Т. Квасов, Ю.Г. Шедко.** Образование и эволюция включений (кластеров) новой фазы в металлах и полупроводниках при обработке компрессионной плазмой. 165
  11. **О.Г. Верес, И.С. Ташлыкков.** Массоперенос в системах пленка/эластомер, формируемых ионно-ассистированным нанесением  $St$  покрытий. 166
  12. **В.С. Ковивчак, Р.Б. Бурлаков, Н.А. Давлеткильдеев.** Особенности воздействия мощного ионного пучка на пористые среды. 167
  13. **Е.А. Белова, А.В. Гусев, Б.Л. Крит, И.А. Рыжиков.** Повышение свойств МДО – слоёв методом VDP. 168
  14. **Д.А.Козлов, Б.Л. Крит, В.В. Овчинников, В.В. Столяров.** Ионно-лучевое модифицирование (ИЛМ) трибологических свойств хромистой стали. 169

15. **В.М. Анищик, Н.Г. Валько, Н.И. Мороз, А.С. Воронцов, В.В. Война.** Формирование никелевых покрытий методом электрохимического осаждения при воздействии рентгеновского излучения. 170
16. **Г.В. Лысова, Г.А. Биржевой, А.М. Дворяшин.** Радиационное упрочнение стали 16Х12МВСФБР после облучения ионами  $Ni^{++}$  с энергией 7 МэВ. 171
17. **А.Б. Коршунов, Т.А. Свиридова, Г.А. Крысов, В.Г. Баринов, Т.П.Костенкова.** Влияние диагностирующего рентгеновского излучения на субструктуру и эксплуатационные характеристики режущих пластин твердого сплава Т15К6, облученных импульсами света. 172  
**Авторский указатель** 173

Секция I.

**ФИЗИКА ОРИЕНТАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ**



# ЭФФЕКТ ОКОРОКОВА – КОГЕРЕНТНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ УСКОРЕННЫХ ВОДОРОДОПОДОБНЫХ ИОНОВ В КРИСТАЛЛАХ (1965 -2009)

Ю. Л. Пивоваров<sup>1)</sup>

1) Томский политехнический университет, Томск, Россия

Представлен обзор и современное состояние теоретических и экспериментальных исследований эффекта резонансного когерентного возбуждения (эффекта Огорокова) быстрых ионов и ядер в кристаллах.

Разделы обзора:

- Работы В.В.Огорокова: от /1-2/ до /3/
- Когерентное возбуждение нерелятивистских ионов – эксперименты
- Когерентное возбуждение нерелятивистских ионов – теория и моделирование
- Когерентное возбуждение релятивистских тяжелых ионов – эксперименты
- Когерентное возбуждение релятивистских тяжелых ионов – теория и моделирование
- Когерентное возбуждение релятивистских ядер
- Перспективы (новые ускорители и пучки тяжелых ионов).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Огороков В.В. // Ядерная физика, 1965, в.2, 1009 (Sov. J. Nucl.Phys. **2**, 719 (1965))
2. Огороков В.В. // Письма в ЖЭТФ, 1965, в.2, 111 (JETP Lett. **2**, 111 (1965))
3. Огороков В.В. // Ядерная физика, 2007, в.70, № 7, 1213 (Physics of Atomic Nuclei, 2007, Vol. 70, No. 7, pp. 1174–1181)

## ОСЦИЛЛЯЦИИ ТОКА ИОНОВ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ КАПИЛЛЯР

Г.П. Похил<sup>1)</sup>, А.И Мирончик<sup>1)</sup>, Л.А. Жиляков<sup>2)</sup>, Т. Ikeda<sup>3)</sup>,  
Y. Yamazaki<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup>НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

<sup>2)</sup>ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия

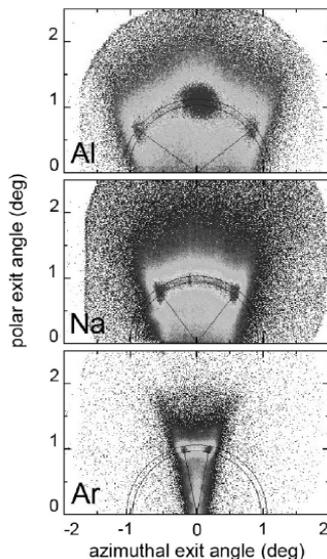
Периодическое изменение тока ионов, проходящих через капилляр, по-видимому, обусловлено периодическим изменением поверхностной проводимости изолятора. Благодаря чему поверхностный заряд, обеспечивающий управление пучком, периодически сбрасывается, и капилляр «запирается».

Проводимость не может быть функцией накопленного на стенке заряда, иначе при скачке проводимости, как только заряд чуть-чуть упал бы, проводимость вернулась бы к прежнему уровню, заряд стенок не изменился бы, и канал не заперся. Т.е. необходимо, чтобы ионы не только заряжали стенки капилляра, но и создавали какие-то дефекты (эффекты), которые при накоплении некоторой критической концентрации приводили бы к резкому увеличению проводимости. И при уменьшении заряда стенок исчезали бы не мгновенно, а за время достаточное, чтобы стенки успевали разрядиться. Пусть они имеют уровень состояния электрона вблизи уровня Ферми. И пусть область локализации этого уровня  $r_0$ . Тогда, если достигается поверхностная концентрация таких дефектов, удовлетворяющая соотношению  $n^*r_0^2 \sim 1$ , то, благодаря взаимодействию состояний, вместо локализованных уровней возникает зона нелокализованных состояний. Эта зона свободна и, если она не отделена широкой щелью от валентной зоны изолятора, то обеспечивает скачок проводимости. При протекании тока температура поверхности поднимается, дефекты рекомбинируют, их концентрация падает, становится меньше критической  $n^*$  и электронная зона исчезает, т.е. проводимость возвращается к своей прежней величине. Роль таких дефектов могут выполнять обычные пары Френкеля – электрон и дырка.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ УСКОРЕННЫХ ИОНОВ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ

В.С. Малышевский, А.В. Казаков  
Южный федеральный университет, Ростов-на-Дону

В недавних экспериментах было обнаружено явление радужного рассеяния ионов при отражении от ориентированной кристаллической поверхности. Некоторые результаты измерений радужного рассеяния от поверхности  $\langle 001 \rangle$  Al, приведенные в [1], показаны на рисунке. На сегодняшний день наиболее надежным способом количественного описания рассеяния ионов от кристаллической поверхности является метод математического моделирования процессов ионно-атомных соударений, в том числе сопровождающихся перезарядкой ионов. В настоящей работе методами математического моделирования рассмотрены особенности отражения нейтральных атомов от поверхности кристаллов и дана интерпретация наблюдаемых особенностей. Показано, что существенную роль в описании процессов отражения ионов от поверхности играет правильный выбор потенциала взаимодействия ионов с атомными цепочками и плоскостями.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Schuller A., Winter H. //Nuclear Instruments and Methods in Physics Research 2007,В V. 256, P.122.

# ГЕНЕРАЦИЯ ИНТЕНСИВНОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ СВОБОДНОМ ВЫХОДЕ БЫСТРОЙ ДОЗВУКОВОЙ СТРУИ ВОДЫ ИЗ МЕТАЛЛИЧЕСКОГО КАНАЛА В АТМОСФЕРУ

А.А.Корнилова<sup>1</sup>, В.И.Высоцкий<sup>2</sup>, Н.Н.Сысоев<sup>1</sup>,  
Н.К. Литвин<sup>3</sup>, В.И.Томак<sup>3</sup>, А.А. Барзов<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова

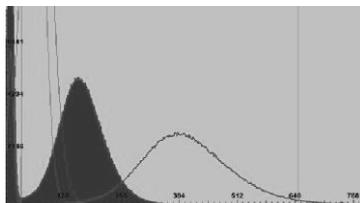
<sup>2</sup>Киевский национальный университет им. Т.Шевченко, Украина

<sup>3</sup>НИИ энергетического машиностроения при МГТУ (МВТУ)  
им.Н.Э.Баумана, Москва

В работах [1,2] обсуждались результаты исследований радиационных (оптических и рентгеновских) процессов, сопутствующих режиму кавитации, возникающей при прокачивании машинного масла сквозь электрические каналы, проходящие внутри герметичной кавитационной камеры. Эти процессы изучались косвенным путем (за пределами камеры). Было обнаружено, что источником регистрируемого рентгеновского излучения была внешняя стенка камеры, а само излучение имело место только при сравнительно небольшом ( $P \approx 25-60$  атм) давлении жидкости, когда струя жидкости касалась внутренней стенки камеры. При возрастании давления и "отрыве" струи от стенки рентгеновское излучение вне камеры исчезало и не регистрировалось. Неизвестно, было ли оно внутри камеры.

В данной работе представлены результаты "прямых" исследований рентгеновского излучения, сопутствующего кавитации при свободном выходе из металлического канала в атмосферу узкой высокоскоростной дозвуковой струи воды, находящейся под давлением  $P \approx 250-600$  атм. Было обнаружено, что струя воды после выходы из канала в воздух генерирует ин-

тенсивное излучение с энергией  $E_x \approx 1.2$  кэВ. Выходная часть металлической (стальной) стенки цилиндрического канала генерировала излучение с  $E_x \approx 3.5$  кэВ (см. рис.). При использовании конструктивных элементов из Pb энергия излучения увеличилась до  $E_x \approx 5$  кэВ. Полная интенсивность потока рентгеновского излучения на поверхности детектора равна  $J \approx 6.10^4$  квант/см<sup>2</sup> с, а суммарная активность излучения соответствует  $Q \approx 2.5 \cdot 10^9$  квант/с  $\approx 0.1$  Кюри. Рассмотрены методы оптимизации и использования этого излучения.



суммарная активность излучения соответствует  $Q \approx 2.5 \cdot 10^9$  квант/с  $\approx 0.1$  Кюри. Рассмотрены методы оптимизации и использования этого излучения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Корнилова А.А., Высоцкий В.И., Колдамасов А.И., Hyun Ik Yang, Denis B. McConnell, Десятов А.В. //Поверхность, 2007, №3, с. 55-60.
2. Корнилова А.А., Высоцкий В.И., Сысоев Н.Н., Десятов А.В. //Поверхность, 2009, №4, с. 1-10.

# О ВОЗМОЖНОСТИ ЭЛЕКТРИЗАЦИИ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ ПРИ РЕЗОНАНСНОЙ ФОТОИОНДУЦИРОВАННОЙ ИОНИЗАЦИИ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ НА ИХ ПОВЕРХНОСТИ

Г.Г.Телегин, В.Г.Телегин

Чувашский государственный университет им И.Н.Ульянова,  
г. Чебоксары, Россия

Взаимодействие космического аппарата (КА) с окружающей плазменной средой и воздействие на него внешних ионизирующих излучений приводит к образованию электрического заряда на его поверхности /1/. Из-за различных условий воздействия внешних факторов на разные участки поверхности КА они не могут заряжаться до одинакового уровня /1/. Известным примером является так называемое дифференциальное заряджение на освещенных и неосвещенных Солнцем участках поверхности КА под действием его излучения ультрафиолетового и рентгеновского диапазона спектра.

В представленной работе рассматриваются другие возможные механизмы дифференциального заряджения поверхности КА, обусловленные солнечным излучением в видимой области спектра. В этом спектральном диапазоне располагаются резонансные линии и полосы поглощения многих атомов и молекул окружающей среды и поэтому возбуждение этих частиц солнечным светом вблизи металлических частей поверхности КА может привести к процессам их фотоиндуцированной ионизации. Поскольку в видимом диапазоне спектра сосредоточена наибольшая часть энергетической светимости Солнца, то можно ожидать существенного влияния его излучения на процессы электризации КА, связанные с изменениями результирующего зарядового состояния его поверхности.

В данной работе проведен анализ предполагаемых механизмов электризации в двух случаях: 1) когда ионизируемые атомы и молекулы находятся в составе нейтральной газовой или плазменной среды, окружающей поверхность аппарата, и 2) в случае их поступления на поверхность в результате ее распыления.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Акишин А.И., Новиков Л.С. Электризация космических аппаратов. -М.: Знание, 1985/3, 63 с.

### 3. О РАССЕЯНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ В ИЗОГНУТОМ КРИСТАЛЛЕ

Н.Ф. Шульга, В.В. Бойко

Институт теоретической физики им. А.И. Ахиезера ННЦ ХФТИ,  
г. Харьков, Украина, e-mail: shulga@kipt.kharkov.ua

Рассмотрена задача о рассеянии электронов и позитронов в поле непрерывного потенциала изогнутых кристаллических плоскостей атомов. Получены аналитические выражения для функции отклонения частиц в таком поле для некоторых видов межплоскостного потенциала. Определены условия, при которых весь пучок отражается от изогнутых кристаллических плоскостей атомов. Обсуждается отношение полученных результатов к задаче об объемной рефракции пучка частиц в деформированном кристалле [1].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Taratin A.M., Voribiev S.A. // Phys. Rev. Lett, 1987, A119, p.425

# ОБНАРУЖЕНИЕ СТОХАСТИЧЕСКОГО МЕХАНИЗМА ПОВОРОТА ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ БОЛЬШОЙ ЭНЕРГИИ ИЗОГНУТЫМ КРИСТАЛЛОМ

Н.Ф. Шульга

Институт теоретической физики им. А.И. Ахиезера ННЦ ХФТИ, Харьков,  
Украина, e-mail: shulga@kipt.kharkov.ua

Дан краткий обзор механизмов поворота пучков заряженных частиц большой энергии с помощью изогнутых кристаллов. Рассмотрены механизмы поворота пучка, связанные с плоскостным каналированием частиц в изогнутом кристалле, отражением частиц от изогнутых кристаллических плоскостей атомов, аксиальным каналированием в изогнутом кристалле и стохастический механизм поворота пучка, связанный с многократным рассеянием частиц на изогнутых цепочках атомов кристалла. Обсуждаются последние предложения группы физиков из FERMI LAB [1] по исследованию аксиального каналирования положительно и отрицательно заряженных частиц в изогнутом кристалле. Приводятся и анализируются экспериментальные данные CERN 2008 года [2] по обнаружению предсказанного в [3] механизма поворотов пучка изогнутым кристаллом.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Carrigan R.A., Jr. // Book of abstracts of 3<sup>rd</sup> International conference “Channeling 2008”, 25 October – 1 November 2008. Erice, Italy, p.83
2. Scandale W. et al. // Phys. Rev. Lett, 2008, v.101, 164801
3. Гриненко А.А., Шульга Н.Ф. // Письма в ЖЭТФ, 1991, т.54, с.520

# РАЗЛЕТ АТОМАРНЫХ ФРАГМЕНТОВ В ПРОЦЕССЕ ДИССОЦИАЦИИ БЫСТРЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ИОНОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С ВЕЩЕСТВОМ

Л. Л. Балашова  
НИИЯФ МГУ, Москва

Диссоциация молекулярного иона на атомарные фрагменты («кулоновский взрыв») происходит очень быстро, после чего вступает в действие кулоновское отталкивание его атомарных фрагментов друг от друга /1/. В настоящее время центр тяжести исследований «кулоновского взрыва» перемещается в сторону экспериментов с более сложными ионами, такими как  $N_2^+$  или  $C_n^+$ , вместе с соответствующими теоретическими исследованиями вплоть до фуллеренов  $C_{60}^+$  /2/. Здесь вступает в действие особый механизм разлета атомарных фрагментов молекулярного иона – их перезарядка в ходе прохождения через пленку. Задача состоит в его учете одновременно с описанием динамики разлета фрагментов и в выявлении с помощью теоретических расчетов последствий обоих этих факторов в угловом, энергетическом и зарядовом распределениях фрагментов после прохождения через мишень. В ее решении большое место отводится методу Монте-Карло. Другой особенностью изучения эффекта «кулоновского взрыва» на современном этапе является переход к измерениям диссоциации быстрых молекулярных ионов при скользящем отражении от поверхности твердых тел /3/. Это направление представляет для нас особый интерес как продолжение исследований взаимодействий молекулярных ионов с поверхностью, проводившихся в НИИЯФ в предыдущие годы /4/. В настоящей работе мы начинаем с описания более простого процесса кулоновского взрыва ионов типа  $N_2^+$  и  $O_2^+$  при пролете через углеродную пленку, где заменяем, по примеру работы /5/, метод Монте-Карло при описании перезарядки атомарных ионов методом связанных кинетических уравнений для их зарядовых фракций.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Gemmel D.S., // Chem.Rev., 1980.V.80. P.301.
2. Hereda-Avalos S., Garcia-Molina R., // Phys.Rev. A, 2007. V.76. P.032902.
3. Matsushita T. et al., // Phys.Rev. A, 2007. V.76. P.032903.
4. Балашова Л.Л., // Известия РАН, сер.физ., Т.58. N3. С.19.
5. Blazevic A., Bohlen H.G., W. von Oertzen et al., // NIM B, 2006.V.245. P. 41.

## СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЭФФЕКТА ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ МЕТОДОМ РОР И МЕТОДОМ ИЗМЕРЕНИЯ МИКРОТВЕРДОСТИ

В.Л. Левшунова<sup>2)</sup>, Г.П. Похил<sup>1)</sup>, Д.И. Тетельбаум<sup>2)</sup>, В.Б. Фридман<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

<sup>2)</sup> НИФТИ ННГУ, г. Н.Новгород, Россия

До настоящего времени основные результаты по исследованию эффекта дальнего действия были получены методом измерения микротвердости на стороне образца обратной к облученной. Эффект вызван изменениями концентрации каких-то дефектов вблизи задней границы образца. Естественно попытаться обнаружить эти дефекты методом каналирования ионов (РОР КИ). Такая попытка была предпринята в НИИЯФ МГУ. Первые сообщения об этой работе были представлены на конференции в прошлом году. В настоящей работе представлены результаты сравнительного исследования одних и тех же образцов и методом микротвердости, и методом РОР КИ. Опыты были сделаны с облучением легкими ионами (водородом 50 кэВ) и тяжелыми ионами (аргоном 30 кэВ). Микротвердость образцов на задней стороне изменилась существенно. Для образцов облученных аргоном она изменилась более чем на 30%. Облучение водородом привело к изменению более, чем на 10%. Для анализа дефектности структуры методом РОР КИ необходимо сравнить энергетический спектр рассеянных ионов в чистой и облученной зонах при точной ориентации пучка вдоль оси кристалла. Наиболее точное ориентирование производится, если измерять выход ионов из заглубленной области, а не из приповерхностной, т.к. при этом лунка более узкая. Именно так производилось ориентирование образца, и в пределах статистической ошибки (порядка 2%) разницы в спектрах от облученной и необлученной зон не было обнаружено. Это свидетельствует о том, что дефектов мало. Если это точечные дефекты, то их не больше  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Если это скопления, то их на порядки меньше. В работе обсуждается механизм заметного влияния на твердость такой малой концентрации дефектов.

# ЭФФЕКТ ПОПЕРЕЧНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ И НАГРЕВА КАНАЛИРОВАННЫХ ИОНОВ

Г.П. Похил, В.В. Чердынцев  
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Эффект перераспределения потока ионов прошедших через тонкий монокристалл вдоль оси или плоскости при изотропном распределении потока падающих частиц, был обнаружен экспериментально [1,2]. При низкой энергии наблюдается лунка в угловом распределении (нагрев пучка), а при высокой энергии имеет место пик (охлаждение). Переход от нагрева к охлаждению при увеличении энергии ионов происходит при определенной скорости характерной для данного элемента.

В настоящей работе также как и в предыдущей [3] исследовался эффект нагрева и охлаждения пучка с учетом оболочечной структуры иона. Согласно Бору вероятность подхвата ионом электрона пренебрежимо мала, если скорость электронов мишени относительно иона меньше, чем скорость электрона на свободном уровне иона. Равновесный заряд определяется равенством вероятности потери электрона и вероятности подхвата на данный уровень. При некоторой скорости более внешняя оболочка оказывается полностью «ободранной», и равновесный заряд определяется балансом потери и подхвата электрона на более глубокую оболочку. Скорость иона необходимая для подхвата внешних электронов мишени (а в центре канала находятся только внешние электроны мишени) при переходе от внешней оболочки к внутренней резко возрастает, и подхват становится невозможен. Т.о. в центре канала равновесный заряд иона выше, а у стенок он ниже среднего для аморфного вещества. Поэтому средний заряд каналированного иона при такой скорости становится меньше среднего заряда иона движущегося с той же скоростью в произвольном направлении, и происходит более слабое многократное рассеяние каналированных ионов, т.е. охлаждение. Проведенные расчеты границы перехода от нагрева пучка к охлаждению показали хорошее согласие с экспериментом.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Assman W., Huber H., et al. // Phys. Rev. Lett. 83, No 9, 1759, 1999.
2. Andersen J.U., et al. // NIM 193, p 118, 2002.
3. Похил Г.П., Чердынцев В.В. // Поверхность №3, с. 74-77, 2008

# МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАНСПОРТА БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В КРЕМНИИ

Н.В. Новиков  
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Из-за большой разницы между массами электрона и атома при моделировании прохождения через среду рассматривают не однократное, а многократное рассеяние электрона, что может приводить к отличиям в результатах расчетов по разным программам.

Целью этой работы является сравнение результатов моделирования по различным программам для определения масштаба этих отличий. Рассматривается случай, когда электрон с энергией  $E_0 = 20$  кэВ падает по нормали на пластину из аморфного кремния толщиной  $X$ .

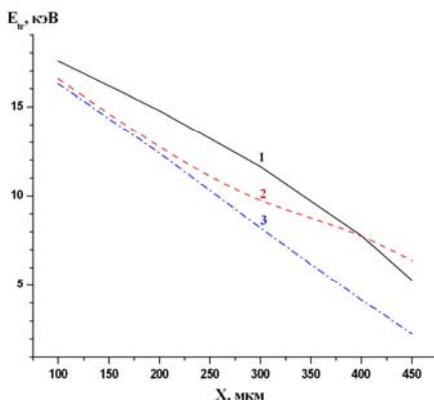


Рис.1 Зависимость энергии электронов прошедших слой кремния от толщины  $X$ , в случае падения с энергией 20 кэВ по нормали к поверхности. Результаты расчетов по различным программам: 1 – GEANT4; 2 – PENELOPE; 3 – CASINO.

Результаты на Рис.1 показывают, что неопределенность в моделировании энергии  $E_{tr}$  прошедшего через слой вещества электрона может достигать 30-50%.

# ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ПРЕОБРАЗОВАНИЙ ДАРБУ К ПРОБЛЕМАМ КАНАЛИРОВАНИЯ ЧАСТИЦ

Е.О. Поздеева

ИХФ РАН, Москва, Россия

Уравнение Дирака в цилиндрической системе координат применяется для изучения каналирования /1-2/ релятивистских электронов в кристалле и порождаемых фотонами электрон-позитронных пар /3/.

Метод преобразований Дарбу является одним из методов конструирования потенциалов квантово-механических уравнений, имеющих аналитические решения. Операторы преобразования Дарбу действуют на решения исходного уравнения Дирака и конструируют решения уравнения Дирака с преобразованным потенциалом /4/.

Методом преобразований Дарбу были сконструированы потенциалы, соответствующие швингеровскому и когерентно-швингеровскому взаимодействиям, исследованы основные свойства соответствующих решений уравнения Дирака /5/.

В данной работе метод преобразований Дарбу применен к уравнению Дирака в цилиндрической системе координат (двумерное уравнение Дирака). Найдены формулы преобразованного потенциала и соответствующие виды операторов преобразований.

Полученные математические формулы преобразованных потенциалов и операторов преобразования позволяют конструировать аналитически решаемые уравнения Дирака в цилиндрических координатах. Таким образом, появляются дополнительные возможности генерации методом преобразований Дарбу точно решаемых потенциалов, соответствующих физическим взаимодействиям, имеющим место при каналировании частиц в кристаллах.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Кадменский А.Г., Самарин В.В., Тулинов А.Ф.// ЭЧАЯ, 2003. Т.34. С. 823.
2. Рябов В.А.// Эффект каналирования. - М.: Энергоиздат, 1994, С. 240.
3. Olsen H.A., Kunashenko Y. // Phys. Rev. 1997. V. A56. P. 527.
4. Поздеева Е.О.// Поверхность, 2007. Т.3. С. 66.
5. Поздеева Е.О.// Поверхность, 2009. Т.4. С. 1.

# ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЛЕГКИХ ИОНОВ В РАЗЛИЧНЫХ УГЛЕВОДОРОДНЫХ СОЕДИНЕНИЯХ

Ю.А. Белкова, Я.А. Теплова  
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

На основании представляемых экспериментальных данных, ранее опубликованных результатов /1/ и данных других авторов /2/ проведен анализ потерь энергии легких ионов (H, He, Li, B, N) в различных углеводородных соединениях в диапазоне энергий ионов от 0.01 до 0.6 МэВ/нуклон. В качестве мишени рассматриваются как газы (метан, пары бензола), так и твердые соединения (целлулоид, майлар).

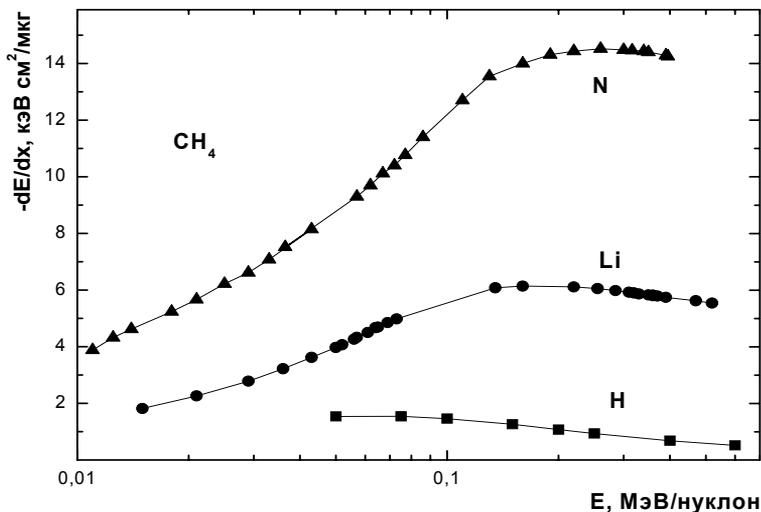


Рис. 1. Сечения потери энергии ионами H (■), Li (●) и N (▲) в метане. Погрешность составляет  $\pm 15\%$ .

Публикация данных представляется целесообразной, поскольку в базе данных /2/ данные по потерям энергии в метане представлены ограниченно, а в бензоле и целлулоиде отсутствуют.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Теплова Я.А., Николаев В.С., Дмитриев И.С., Фатеева Л.Н.// ЖЭТФ.1962.Т.42. №1.С.44.
2. Paul H., Stopping power graphs, [www.exphys.uni-linz.ac.at/stopping/](http://www.exphys.uni-linz.ac.at/stopping/)

# ОЦЕНКА СЕЧЕНИЯ ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНА БЫСТРЫМИ ВОДОРОДОПОДОБНЫМИ ИОНАМИ

Н.В. Новиков, Я.А. Теплова  
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Сложность в теоретическом описании сечения захвата одного электрона быстрыми многоэлектронными ионами состоит в необходимости суммирования по всем состояниям рассеянного иона. Сечение захвата одного электрона  $\sigma_{10}$  ионом  $\text{He}^+$  может быть представлено в виде

$$\sigma_{10}(E) = \sigma_{10}^s(E) + \sigma_{10}^t(E), \quad (1)$$

где  $E$  – энергия налетающего иона,  $\sigma_{10}^s(E)$  – сечение захвата в состояния  $(1snl)^1L$  ( $n \geq 1$ ),  $\sigma_{10}^t(E)$  – сечение захвата в состояния  $(1snl)^3L$  ( $n \geq 2$ ), где  $n, l$  – квантовые числа захватываемого электрона,  $L$  – орбитальный момент ( $L=1$ ). На Рис.1 приводятся результаты расчета вероятности образования ортогелия  $\sigma_{10}^t(E)/\sigma_{10}(E)$  в приближении Оппенгеймера – Бринкмана – Крамерса (ОБК) для  $n \leq 5, l \leq 2$  с волновыми функции атома гелия.

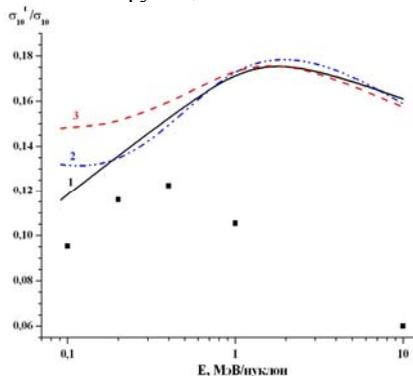


Рис.1 Результаты расчетов  $\sigma_{10}^t(E)/\sigma_{10}(E)$  в ОБК приближении для столкновений: 1 –  $\text{He}^+ + \text{He}$ ; 2 –  $\text{He}^+ + \text{N}_2$ ; 3 –  $\text{He}^+ + \text{Ne}$ , ■ - расчет в первом борновском приближении для  $\text{He}^+ + \text{He}$ .

С увеличением  $E$  отношение  $\sigma_{10}^t(E)/\sigma_{10}(E)$  достигает максимума и затем уменьшается, что качественно согласуется с результатами [1]. При  $E > 1$  МэВ/нуклон это отношение слабо зависит от заряда ядра атома мишени.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Winter T.G., Lin C.C.// Ph.Rev. A, 1975, V.12, P.434.

# К ТЕОРИИ ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНОВ КАНАЛИРОВАННЫМИ ИОНАМИ

В.С. Малышевский, А.А. Першин  
Южный федеральный университет, г. Ростов-на-Дону

На основе стационарной многоканальной теории рассеяния рассматриваются процессы одноэлектронного захвата при рассеянии ионов высокой энергии в кристалле [1]. Полученные вероятности одноэлектронного захвата обобщают результат Бринкмана-Крамерса на случай реализации режима каналирования. В работе показано, что, на вероятность захвата электрона каналированным ионом существенное влияние оказывает эффект пространственного перераспределения плотности потока частиц в канале. А именно, вероятность захвата и ее ориентационная зависимость определяется плотностью распределения потока каналированных ионов в начальном состоянии вблизи атомной цепочки. Если начальная поперечная энергия намного больше высоты потенциального барьера атомной цепочки, то вероятность захвата определяется формулой Бринкмана-Крамерса для свободного иона. Если же поперечная энергия меньше высоты потенциального барьера, то вероятность захвата определится затухающей волновой функцией иона внутри классически недоступной области.

В случае рассеяния на атомной цепочке процесс аксиально-симметричен и для состояний иона с отличным от нуля моментом относительно цепочки захват электрона будет подавлен. Основной вклад в вероятность захвата дадут состояния налетающего иона с моментом относительно атомной цепочки равным нулю, доля которых в падающем потоке ионов на кристалл весьма мала. Именно по этой причине средний заряд ионов при пролете кристалла под малым углом вдоль кристаллографических осей смещается в сторону больших зарядовых состояний [2] по сравнению с неориентированным движением ионов в кристалле.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Малышевский В.С., Першин А.А. //Известия ВУЗов, Физика. 2008, №3. С.77.
2. L'Hoir A., Adoui L, Barruer F., *et al.* //Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 2006, V.B245. P.1.

# О ЧЕРЕНКОВСКОМ ИЗЛУЧЕНИИ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

В.С. Малышевский, А.А. Ольховский  
Южный федеральный университет, г. Ростов-на-Дону

Рассмотрены стохастические эффекты в черенковском излучении, связанные с многократным рассеянием и флуктуациями заряда многозарядных ускоренных ионов. Корреляционные эффекты определяются среднеквадратичным отклонением заряда иона от его равновесного значения и дают ненулевой вклад в выход излучения при невыполнении порогового условия черенковского излучения [1]. Физическая причина появления корреляционного вклада в излучение состоит в том, что интерференция полей осцилляторов на длине когерентности с участков траектории, соответствующих разным зарядовым состояниям, не погасит полностью результирующее поле вне черенковского конуса излучения. Если изменения заряда происходят случайным образом, то это приведет к размытию фронта волны излучения и к трансформации спектрально-угловой плотности. К аналогичным эффектам приводит и другой стохастический процесс – многократное рассеяние, хотя причина его несколько иная и состоит в нарушении когерентности волн осцилляторов, вызванная изменением их фаз при рассеянии частицы на отдельных атомах среды. Показано, что эффекты флуктуации заряда в черенковском излучении будут преобладать над многократным рассеянием, если среднеквадратичный угол многократного рассеяния ионов на всем эффективном пути иона в среде (толщине мишени или длине поглощения фотонов) меньше среднеквадратичного углового разброса корреляционного вклада в излучение.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Малышевский В.С.// Письма в ЖТФ, 2008, **34**, n.7, 29.

# ОСОБЕННОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ, ПОДВЕРГНУТОМ УПРУГОМУ РАСТЯГИВАЮЩЕМУ НАПРЯЖЕНИЮ

Г.А. Оганесян

Учреждение Российской академии наук Физико-технический институт им.  
А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт-Петербург, Россия

Одной из главных проблем в технологии приборов на основе кремния является обеспечение необходимой радиационной стойкости, при воздействии ионизирующих излучений. Радиационные дефекты довольно детально изучены в монокристаллах кремния, а возникновение радиационных дефектов в кремнии, подвергнутом, двухосному упругому растягивающему напряжению практически не изучалось. Такие исследования представляют интерес, поскольку напряжение растяжения приводит к изменению свойств электронной подсистемы кремния.

В работе проведены сравнительные исследования  $A$  - центров в двух группах монокристаллов кремния, термообработанных при  $T = 450^\circ\text{C}$ : без упругого растягивающего напряжения и под упругим растягивающим напряжением около 1 ГПа, с последующим облучением  $\gamma$  - квантами при комнатной температуре. Хорошо известно, что в монокристаллах кремния, выращенных по методу Чохральского (Cz-Si), при облучении электронами и  $\gamma$  - квантами образуются  $A$  - центры (комплекс вакансии-кислород). Этому дефекту в Cz-Si соответствует акцепторный уровень  $E_c - 0.17$  эВ.  $A$  - центр стабилен в диапазоне рабочих температур кремниевых приборов и отжигается при  $T = 350^\circ\text{C}$  /1/.

Обнаружено, что концентрация  $A$  - центров после облучения  $\gamma$  - квантами в образцах Cz-Si, подвергнутых термообработке под растягивающим напряжением, ниже, чем в таких же образцах, прошедших термообработку без напряжения растяжения. Результаты проведенных исследований позволяют предполагать, что наблюдаемый эффект может быть связан с неоднородностью распределения вакансий в Cz-Si, подвергнутых напряжению растяжения, и напряжения растяжения могут служить эффективным способом подавления образования  $A$  - центров.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Козловский В.В. Модифицирование полупроводников пучками протонов. С.- Петербург: Наука, 2003, 269 с.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ НАГРЕВА И ОХЛАЖДЕНИЯ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ В ПЛОСКОСТНЫХ КАНАЛАХ КРИСТАЛЛА

Т.А. Панина, В.П. Кощев, Д.А. Моргун, Н.В.Сафин  
Сургутский государственный университет, г. Сургут, Россия

В [1] приведены результаты по нагреву и охлаждению ионов серебра в плоскости (110) кристалла кремния. При энергии 100 МэВ и зарядовом состоянии  $Q$  около 19 наблюдается нагрев ионов серебра, а при энергии 240 МэВ и  $Q$  около 25 — охлаждение.

Произведено моделирование процессов нагрева и охлаждения при фиксированном значении зарядового состояния налетающего иона. Из рис. 1 видно, что при энергии  $E=100$  МэВ выбывание ионов из плоскостного канала происходит быстрее, чем при  $E=240$  МэВ.

Это объясняется видом потенциальной энергии взаимодействия: меньшим значениям  $Q$  соответствует двухъямный, большим  $Q$  — одноямный потенциал взаимодействия. В случае двухъямного потенциала, из-за большего числа областей стохастической неустойчивости поперечного движения каналированных частиц, деканализация и многократное рассеяние ионов происходит быстрее, чем в случае одноямного потенциала. Таким образом, энергии  $E=100$  МэВ (и меньшим значениям  $Q$ ) соответствует нагрев, а  $E=240$  МэВ (и большим значениям  $Q$ ) — охлаждение ионов серебра.

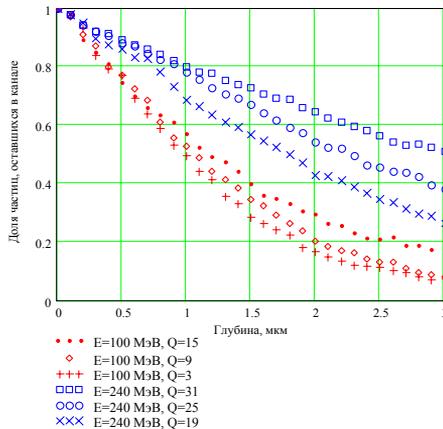


Рис. 1. Зависимость числа ионов серебра в плоскостном канале кристалла кремния от глубины кристалла

соответствует нагрев, а  $E=240$  МэВ (и большим значениям  $Q$ ) — охлаждение ионов серебра.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Grüner F., Assmann W., Bell F., Shubert M. *et al.*, //, Phys. Rev., 2003, В 68, 174104.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТРАЕКТОРИЙ ПРОТОНОВ В $\langle 100 \rangle$ ОСЕВОМ КАНАЛЕ КРИСТАЛЛА КРЕМНИЯ

Т.А. Панина, Д.А. Моргун, В.П. Кощев, Е.С.Сапожникова  
Сургутский государственный университет, Сургут, Россия

На рис.1 изображена траектория протона с энергией  $E=15$  ГэВ в  $\langle 100 \rangle$  осевом канале кремния.

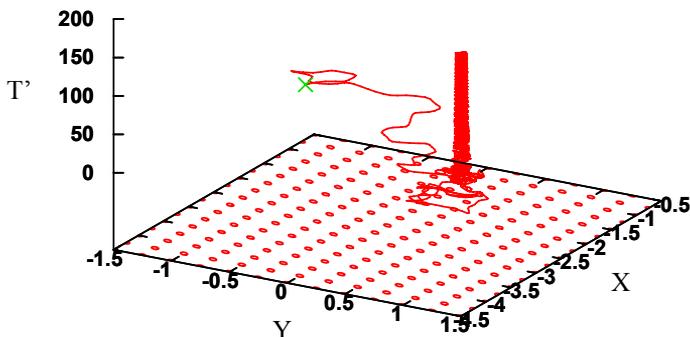


Рисунок 1. Траектория протона с энергией  $E=15$  ГэВ  
в  $\langle 100 \rangle$  осевом канале кремния.

Использовались следующие обозначения:  $X$ ,  $Y$  – безразмерные координаты,  $X=x/d$ ,  $Y=y/d$ ,  $x$ ,  $y$  – размерные координаты,  $d$  – постоянная решетки кристалла,  $T'$  – безразмерная глубина, на которую проникает частица за время  $t$ ,  $T'=T/d$ ,  $T$  – размерная глубина. На плоскости  $XY$  овалами показано расположение атомных цепочек.

Для приведенной траектории были выбраны следующие начальные условия:  $X(0)=-1,249$ ,  $Y(0)=-1,249$ ,  $V_x(0)=0$ ,  $V_y(0)=0,1$ . Крестиком на рисунке отмечена точка влета протона в кристалл. Видно, что протон, попав в кристалл, испытывает случайное блуждание. Затем он захватывается в осевой канал и попадает в режим каналирования. Моделирование было выполнено без учета многократного рассеяния. В докладе будут представлены результаты моделирования с учетом многократного рассеяния.

# КОГЕРЕНТНОЕ ШВИНГЕРОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ

Ю.П. Кунашенко<sup>1,2)</sup>, Ю.Л. Пивоваров<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Томский государственный педагогический Университет,  
г. Томск, Россия

<sup>2)</sup>Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Как было показано Швингером /1/ электрически нейтральный быстрый нейтрон (БН) благодаря наличию спина (а, следовательно, и магнитного момента) может рассеиваться электрическим полем атома. Взаимодействие заряженных частиц с кристаллом отличается от взаимодействия с аморфной мишенью. В частности, в ориентированном кристалле возникают когерентные эффекты. Согласно /1/ подобные эффекты можно ожидать и при прохождении БН через кристаллы.

Впервые на возможность существования когерентных эффектов при швингеровском рассеянии БН в кристалле указывалось в /2/, более детальные расчеты были проведены в /3/. Попытка экспериментального обнаружения этого эффекта была предпринята в /4/. К сожалению, результаты теоретических расчетов не согласуются ни между собой, ни с экспериментом. Более того, в эксперименте /4/, использовался слишком толстый (56 мм) кристалл для изучения когерентного рассеяния. Недостатком теоретических работ /2-3/ является отсутствие некогерентного вклада в сечение швингеровского рассеяния БН в кристалле, играющего важную роль в данном процессе.

В представленном докладе на основе работы /5/ проведены расчеты швингеровского рассеяния БН в кристалле германия. Показано, что в дифференциальном сечении процесса при определенных углах влета в кристалл и энергиях нейтрона возникают когерентные пики как в ориентационной зависимости сечения, так и в зависимости от толщины кристалла.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Schwinger J. // Phys. Rev. 1948. V.73, P.407.
2. Дюмин А.Н., Коренбит И.Я., Рубан В.А., Токарев Б.Б. // Письма в ЖЭТФ 1980. Т.31, С.413.
3. Барышевский В.Г., Зайцева А.М. // Изв. ВУЗов. Физика 1985. В.3, с. 103.
4. Дюмин А.Н., Рубан В.А., Токарев Б.Б., Власов М.Ф. // Письма в ЖЭТФ 1985. Т.42, с.61.
5. Babaev A.A., Korotchenko K.B., Kunashenko Yu.P., Pivovarov Yu.L., Tukhfatullin T.A. // Charged and Neutral Particles Channeling Phenomena (Channeling 2008): Books of Abstracts of 3rd International Conference Erice, Italy, October 25-November 1, 2008. Erice, Italy: INFN, 2008. p. 150.

# ПЕРВОПРИНЦИПНЫЕ РАСЧЁТЫ ЭЛЕКТРОННОЙ И АТОМНОЙ СТРУКТУРЫ СИСТЕМ Zr-H

И.П.Чернов<sup>1)</sup>, Ю.М. Коротеев<sup>2)</sup>, О.В. Гимранова<sup>1)</sup>,  
О.В. Лопатина<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Томский политехнический университет, Томск, Россия

<sup>2)</sup>Институт физики прочности и материаловедения СО РАН, Томск, Россия

Для успешного создания новых материалов на основе циркония необходимо знание физических и химических свойств чистого металла в присутствии различных примесей и в первую очередь водорода. С этой целью в рамках теории функционала плотности с использованием обобщенно-градиентного приближения линеаризованным методом присоединенных плоских волн выполнены самосогласованные расчеты полной энергии и электронной структуры чистого Zr и системы Zr-H. Рассмотрены случаи, когда атомы металла образовывали ГПУ, ОЦК и ГЦК решетки, а атомы примеси находились в тетраэдрических или октаэдрических междоузлиях. Расчёты полной энергии показали, что при рассматриваемых концентрациях примеси атомы водорода стабилизируют ГЦК решетку. Энергия растворения водорода для всех рассмотренных кристаллических структур Zr является отрицательной величиной. Энергия растворения водорода в октапоре ГЦК Zr всего на 10 мэВ ниже энергии растворения в тетрапоре ОЦК циркония. Наименьший избыточный объём атомы H привносят в решетку Zr, располагаясь, соответственно, в октаэдрическом междоузлии ГЦК решетки и тетраэдрическом междоузлии ОЦК-структуры. Именно для этих случаев полная энергия системы цирконий-примесь достигает своего минимума, а энергия растворения минимальна. Присутствие водорода в решетке металла заметно изменяет его электронную структуру. При растворении водорода в Zr ниже дна зоны проводимости металла появляется зона гибридованных  $s_H-(s-p-d)_{Zr}$  состояний, содержащая два электрона. Примесь уменьшает ширину зоны проводимости Zr водорода на 1.65 эВ, значительно изменяет плотность электронных состояний в межатомной области и полную плотность состояний на уровне Ферми. Присутствие водорода в Zr снимает вырождение большого количества электронных энергетических зон как выше, так и ниже уровня Ферми, заметно изменяет топологию поверхности Ферми. Появляются зоны с очень слабой дисперсией, а также параллельные друг другу зоны с различными волновыми векторами Ферми. Два последних обстоятельства свидетельствуют об изменении спектра как одночастичных, так и коллективных возбуждений электронной подсистемы кристалла и его оптических свойств.

# ПЕРВОПРИНЦИПНЫЕ РАСЧЕТЫ ЭЛЕКТРОННОЙ И АТОМНОЙ СТРУКТУРЫ СИСТЕМ Zr-V, Zr-He-V

И.П. Чернов<sup>1)</sup>, Ю.М. Коротеев<sup>2)</sup>, О.В. Лопатина<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

<sup>2)</sup>Институт физики прочности и материаловедения СО РАН,  
г. Томск, Россия

Для успешного создания новых материалов на основе циркония необходимо знание физических и химических свойств чистого металла в присутствии различных примесей и в первую очередь гелия. С этой целью в рамках теории функционала плотности, с использованием обобщенно-градиентного приближения линеаризованным методом присоединенных плоских волн /1, 2/ (пакет программ FLEUR /3/), выполнены самосогласованные расчеты полной энергии и электронной структуры Zr и систем Zr-He в присутствии вакансии, представлявших собой упорядоченные фазы внедрения, с концентрацией примеси порядка 6 ат.%. Рассмотрены случаи, когда атомы металла образовывали ГПУ, ОЦК и ГЦК решетки, а атомы примеси находились либо в тетраэдрических или октаэдрических междоузлиях, либо в вакансии.

Расчеты полной энергии показали, что при рассматриваемой концентрации и местоположения примеси, наименьшую энергию имеет система с гелием в вакансии. Энергия растворения  $\Delta E$  гелия, и в междоузлиях и в вакансиях для всех рассмотренных кристаллических структур Zr, является положительной величиной от 1,7 до 2,9 эВ. При этом  $\Delta E$  гелия в междоузлиях больше, чем  $\Delta E$  гелия в вакансиях на  $0,5 \div 1,0$  эВ.

Это свидетельствует о том, что гелий не способен растворяться в цирконии и может проникать в объем материала лишь в специальных условиях. После проникновения в материал гелий будет стремиться преодолеть энергетический барьер порядка  $0,5 \div 1,0$  эВ и занять вакансию, что и наблюдается в экспериментах. В работе также был рассчитан избыточный объем вносимый примесью в металл.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Hohenberg P., Kohn W., // Phys. Rev. 1964. V. B136. P. 864
2. Wimmer E., Krakauer H., Weinert M., Freeman A.J., // Phys. Rev. 1981. V. B24. P. 864. <http://www.flapw.de>

# ВЛИЯНИЕ ДИНАМИКИ АТОМОВ НА ХАРАКТЕР ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ ИОНОВ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ В УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБКАХ

И.В. Лысова<sup>1)</sup>, А.С. Сабиров<sup>2)</sup>, А.В. Степанов<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Чувашский госпедуниверситет, г. Чебоксары, РФ

<sup>2)</sup> Чувашский госуниверситет, г. Чебоксары, РФ

Движение атомных частиц в нанотрубках представляет интерес для широкого диапазона энергий частиц. Это вызвано как возможностью применения нанотрубок для управления пучками заряженных частиц, так и задачей внедрения в них атомов или ионов с целью получения материалов с новым свойствами. При достаточно высоких энергиях взаимодействие частицы с нанотрубкой можно описать в рамках приближения непрерывного потенциала атомных цепочек /1,2/, которое также широко используется в теории каналирования в кристаллах. При малых скоростях частиц и углах каналирования, близких к критическому, значительную роль начинает играть фактор дискретности расположения атомов в нанотрубке и то, что существенная часть энергии каналирующей частицы может быть передана системе связанных атомов нанотрубки. Наиболее последовательный учет указанных факторов может быть осуществлен в рамках метода молекулярной динамики. В работе выполнено моделирование движения ионов низких энергий в углеродных нанотрубках с учетом динамики атомов. Потенциальная энергия взаимодействия между атомами углерода задавалась в виде суммы вкладов, учитывающих химические связи, валентные углы, торсионные углы и связи плоских групп атомов. Расчеты проведены для разных параметров потенциалов взаимодействий. Исследуется влияние динамики атомов нанотрубки на энергетические потери каналирующих ионов малых энергий.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Жеваго Н.К., Глебов В.И.//ЖЭТФ, 2000. Т. 118, вып.3(9), с.579.
2. Матюхин С.И., Гришина С.Ю.//Письма в ЖТФ.2006. Т.32, вып.1. с.27.

# ВИХРЕВЫЕ ПОЛЯ В НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧАХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С ОГРАНИЧЕННЫМИ ДИЭЛЕКТРИКАМИ

Г.М. Филиппов

Чебоксарский политехнический институт (филиал) Московского государственного открытого университета, Чебоксары, РФ

Диэлектрики, как правило, по-разному реагируют на внешние вихревые или потенциальные электромагнитные поля. В представлении Фурье поляризационные свойства однородных сред характеризуются продольной и поперечной диэлектрическими проницаемостями, которые необязательно должны совпадать между собой. Ввиду своей линейности уравнения Максвелла допускают независимое рассмотрение двух упомянутых типов. В однородных средах это было показано в ряде работ. Применяя теорию к цилиндрическим или сферическим диэлектрикам, внедренным в некоторую внешнюю среду с другими поляризационными характеристиками и нарушающими условие неоднородности, следует уточнить процедуру разделения полей на вихревые и потенциальные. Учтем, что магнитных зарядов не существует и вектор среднего магнитного поля, являясь чисто вихревым, подчиняется тождеству  $\operatorname{div} \vec{B} = 0$ . В отличие от этого, вектор среднего электрического поля  $\vec{E}$  может иметь как вихревую, так и потенциальную компоненты. При этом только часть вектора электрического поля связана с магнитным полем. Эту часть обозначим  $\vec{E}_h$ , записывая  $\vec{E} = \vec{E}_h + \vec{E}_e$ . Если условиться, что вся вихревая часть электрического поля включена в  $\vec{E}_h$ , то вектор  $\vec{E}_e$  будет потенциальным и представимым в виде градиента некоторого скаляра,  $\vec{E}_e = -\operatorname{grad} \varphi_e$ . При этом векторы  $\vec{E}_h$  и  $\vec{H}$ , вообще говоря, будут иметь примесь потенциальной составляющей. Записывая уравнения, определяющие поведение  $\vec{E}_h$  и  $\vec{E}_e$  - полей, плотности токов и зарядов, создаваемые как поляризационными, так и сторонними зарядами, следует, наряду с полями, подразделить на вихревые и потенциальные компоненты. Аналогично следует поступить и с вектором поляризации среды,  $\vec{P} = \vec{P}_h + \vec{P}_e$ . Для однородных сред полученные таким образом уравнения переходят в известные уравнения для вихревых и потенциальных полей. Предлагаемое здесь разделение полей на  $e$ - и  $h$ - составляющие может быть полезным в задачах, в которых неоднородность системы связана с присутствием в вакууме ограниченных твердых тел. В работе данная модификация формализма применяется для анализа явлений излучения при движении зарядов в цилиндрических и сферических диэлектриках.

## ТУННЕЛЬНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В СИСТЕМАХ КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

В.А.Александров<sup>1)</sup>, А.С.Сабилов<sup>1)</sup>, Г.М.Филиппов<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> ЧувГУ, г. Чебоксары, РФ;

<sup>2)</sup> ЧПИ(ф) МГОУ, г. Чебоксары, РФ

В ряде работ, выполненных в последние несколько лет в рамках исследований современной наноэлектроники (см., например, /1/), были проведены измерения токов, протекающих в системах квантовых точек. Микротоки, текущие в таких системах, как правило, обязаны одноэлектронным туннельным переходам между квантовыми ямами, разделенными изолирующими перегородками нанометровых размеров. Поскольку в данном случае явление относится к одному из простейших, в которых проявляются квантовомеханические свойства микрочастиц, оно допускает прямую теоретическую проверку посредством применения основных законов квантовой механики. В данной работе, применяя численное решение нестационарного уравнения Шрёдингера, мы прослеживаем возможность так называемого "солитоноподобного" (см. соответствующий результат в /1/) туннельного перехода электрона между ямами. Полагаем, что электроны испытывают экранированное кулоновское притяжение к каждой из ям, модифицированное внутри ямы вследствие неточечного распределения положительного заряда внутри каждой из них. Аналогичное поведение имеет так называемый температурный потенциал в теории взаимодействия заряженных частиц с атомами кристаллической решетки в теории каналирования. Расчеты показали, что иногда, действительно, электрон последовательно туннелирует через все барьеры, разделяющие линейно расположенные квантовые точки, подтверждая результаты, полученные в /1/. Тем не менее, расчеты показали более сложную картину поведения туннелирующего электрона, когда он, вместо того, чтобы последовательно перемещаться от ямы к яме, проходит стадию колебательных обратных переходов, но с постепенным в среднем переходом вероятности в направлении протекания тока. Данные результаты были получены путем решения трехмерного нестационарного уравнения Шрёдингера. Более интересные результаты мы надеемся получить при решении задачи с двумя электронами. Но в этом случае удастся, с использованием возможностей современных ЭВМ, рассмотреть задачу лишь в одном, максимум в двух пространственных измерениях.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Пул Ч. (мл), Оуэнс Ф. Мир материалов и технологий. Нанотехнологии. -М.: Техносфера, 2004.

## КАНАЛИРОВАНИЕ В СИСТЕМЕ ЧАСТИЧНО УПОРЯДОЧЕННЫХ НАНОТРУБОК

В.А. Александров<sup>1)</sup>, П.И. Диденко<sup>2)</sup>,  
А.С. Сабиров<sup>1)</sup>, Г.М. Филиппов<sup>3)</sup>, Черныш В.С.

<sup>1)</sup>Чувашский госуниверситет, г. Чебоксары, РФ

<sup>2)</sup>Институт геохимии НАНУ, г. Киев, Украина

<sup>3)</sup>ЧПИ(ф) МГОУ, г. Чебоксары, РФ

<sup>4)</sup>НИИ ЯФ МГУ, Москва, Россия

Каналирование атомных частиц в нанотрубках активно обсуждается в течение последнего десятилетия как в академических исследованиях, так и в технике в связи с технологией создания удобного и недорогого хранилища водорода. Основная проблема состоит в том, что естественным образом заполнить углеродную нанотрубку водородом удается только под большим давлением порядка 10 МПа и в количестве, недостаточном для эффективного использования в промышленности. В то же время, в некоторых сообщениях утверждается, что при помощи специальных приемов авторы достигали чрезвычайно высокого заполнения нанотрубки, достигающего до  $\sim 20$  атомов водорода на каждый атом углерода. Представляется, что явление каналирования также может быть использовано для увеличения заполняемости нанотрубок различными веществами, в том числе, атомами водорода. Исследование данного вопроса мы проводим путем математического моделирования средствами молекулярной динамики и проведением соответствующих экспериментов. Учитывая, что хранение водорода может осуществляться в системах жгутов из нанотрубок, принимается во внимание определенная степень хаотизации мишени. Моделирование показало:

- 1) применимость классической теории каналирования Линдхарда;
- 2) возможность проникновения заряженных частиц на большие расстояния внутрь открытых углеродных нанотрубок даже при незначительной энергии частиц порядка 100 эВ (пробег в канале нанотрубки в  $10 \div 100$  раз превышает пробег в случайном направлении в системе нанотрубок);
- 3) влияние закрывающего наконечника в виде половины фуллерена становится несущественным при увеличении энергии на порядок величины;
- 4) изогнутость нанотрубки несущественно влияет на характер каналирования, по крайней мере, в области достаточно малых энергий (не выше 10 кэВ);
- 5) учет передачи энергии атомам нанотрубки дает малый вклад в энергетические потери по сравнению с влиянием электронной системы нанотрубок.

## ЭФФЕКТИВНЫЕ МЕТОДЫ УЛУЧШЕНИЯ СВОЙСТВ ПЛОСКИХ РЕНТГЕНОВСКИХ ВОЛНОВОДОВ-РЕЗОНАТОРОВ

В.К.Егоров, Е.В.Егоров  
ИПТМ РАН, г. Черноголовка, Московская обл., Россия

Разработка нового устройства рентгеновской оптики – плоского рентгеновского волновода-резонатора (ПРВР) является первым, но многообещающим шагом к реальному созданию нового рентгенооптического направления – рентгеновской нанофотоники. Несмотря на простоту своей конструкции, ПРВР позволяет формировать потоки квазимонохроматического рентгеновского излучения шириной 7-200 нанометров. Более того, радиационная плотность рентгеновских пучков на выходе ПРВР на  $2 \div 4$  порядка превышает радиационную плотность потоков, формируемых с помощью систем обрезывающих щелей. Однако волновод-резонатор простейшей конструкции характеризуется и некоторыми недостатками, важнейшими из которых являются низкая интегральная интенсивность формируемых потоков и их заметная угловая расходимость, составляющая величину порядка 0,1 градуса. В работе обсуждаются разработанные авторами методы улучшения указанных параметров ПРВР.

Исследования показали, что наиболее результативным методом повышения радиационной светосилы ПРВР является включение в его рентгенооптическую схему входного скошенного концентратора. Использование такого концентратора позволило увеличить интегральную интенсивность формируемого потока приблизительно на порядок. Наиболее эффективным методом снижения угловой расходимости потока на выходе ПРВР является использование составного волновода-резонатора. Согласно проведенным оценкам, его применение может позволить снизить угловую расходимость потока без уменьшения радиационной светосилы приблизительно на два порядка. Экспериментально достигнутое в настоящее время значение расходимости составляет 0,02 градуса. При этом оказалось, что уменьшение расходимости потока сопровождается уменьшением длины когерентности квазимонохроматического излучения, т.е. уменьшением степени его монохроматичности. В качестве дополнительного подхода к снижению расходимости потока может использоваться конструктивное изменение ПРВР путем его составления из рефлекторов разной длины. Этот подход позволяет снизить расходимость потока в два раза, однако пространственное распределение интенсивности в нем оказывается существенно отличающимся от гауссова. Оба метода снижения угловой расходимости весьма эффективны в рентгенофлуоресцентной спектроскопии, но для дифрактометрии они должны применяться с большой осторожностью. Обсуждаются перспективные методы повышения эксплуатационных параметров ПРВР.

# НЕУПРУГИЕ СТОЛКНОВЕНИЯ АТОМНЫХ ЧАСТИЦ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

А.Н. Пустовит

Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии микроэлектроники и особо чистых материалов РАН, ИПТМ РАН, г. Черноголовка, Московская обл., Россия

В рамках классического приближения проведен расчет неупругого ядерного торможения атомных частиц средних энергий в твердых телах.

Выполненные вычисления базируются на:

- теории квазималоуглового рассеяния /1-3/;
- степенном потенциале взаимодействия Линдхарда – Нильсена - Шарфа /4/;
- предположении, что в твердых телах имеют место упругие и неупругие столкновения;
- пересмотре уравнений для законов сохранения энергии и импульсов, ранее используемых при описании неупругих столкновений атомных частиц /5-6/;
- ограничении максимального расстояния сближения частиц, определяемого межатомным расстоянием в твердом теле.

В результате проведенных вычислений неупругих столкновений атомных частиц средних энергий в твердых телах получены аналитические уравнения для расчета:

- дифференциального сечения рассеяния;
- переданной энергии;
- сечения торможения;
- пробегов.

Установлено, что процесс имплантации в твердые тела носит пороговый характер.

Работа выполнена в рамках Программы исследований Президиума РАН № 27 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов. Раздел 4. Диагностика наноструктур. Подраздел 4.4. Физические и физико-химические методы».

## ЛИТЕРАТУРА

1. Пустовит А.Н. // Поверхность. 2004. № 8. С. 15.
2. Пустовит А.Н. // Поверхность. 2004. № 8. С. 19.
3. Пустовит А.Н. // Поверхность. 2004. № 5. С. 37.
4. Готт Ю.В. Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях. М.: Атомиздат, 1978. 271 с.
5. Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах. М.: Мир, 1967. 832 с.
6. Машкова Е.С., Молчанов В.А. Рассеяние ионов средних энергий поверхностями твердых тел. М.: Атомиздат, 1980. 256 с.

# КАНАЛИРОВАНИЕ И БЛОКИРОВКА ВХОДА ПРИ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ ПЛЁНКОЙ, СОДЕРЖАЩЕЙ ГЕКСАГОНАЛЬНУЮ РЕШЕТКУ ЦМД

И.А. Мельничук, Е.И. Васько

Донецкий национальный университет, г. Донецк, Украина

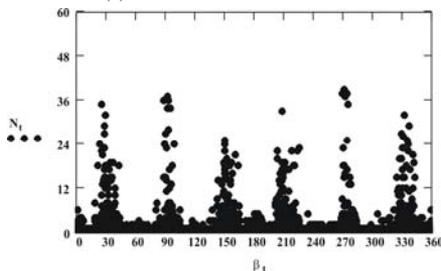
Наличие периодических магнитных полей, доменных и вихревых структур приводит к особенностям движения заряженных частиц и обладающих магнитным моментом нейтральных частиц. Электронный пучок, падающий на плёнку с ПДС, в зависимости от начальных условий может блокироваться её полями – рассеиваться без столкновений с поверхностью образца, захватываться в режим поверхностного каналирования или рассеиваться, производя различное число столкновений с поверхностью. Цель данной работы – исследование возможности проявления таких эффектов при рассеянии электронов плёнкой с гексагональной решеткой цилиндрических магнитных доменов (ЦМД).

Рассчитывалось рассеяние электронов ( $E \leq 1 \text{ кэВ}$ ) плёнкой с решеткой ЦМД и намагниченностью, перпендикулярной поверхности образца ( $4\pi M = 17900 \text{ Гс}$ , радиус домена  $R_0 = 2 \text{ мкм}$ , сторона элементарной ячейки решетки ЦМД  $a = 5.4 \text{ мкм}$ ).

Для ускорения численных вычислений использовались приближенные усредненные значения полей доменов над пленкой. Траектории движения электронов находили решением уравнений движения численным способом.

Показано, что существуют ориентации и области прицельных параметров в пределах элементарной ячейки решетки, при которых реализуется как поверхностное каналирование, так и рассеяние без столкновений с поверхностью. Захват в режим каналирования происходит при ориентациях с плотной упаковкой доменов.

При каналировании в полях решетки ЦМД происходят многочисленные столкновения электронов с поверхностью, при этом для реализации этого режима движения не требуется приложение электрического поля. На рисунке показана зависимость числа столкновений электронов с поверхностью пленки от ориентации пучка относительно осей решетки ЦМД. Максимальные значения  $N$  соответствуют каналированию.



# ОСОБЕННОСТИ ОРИЕНТАЦИОННОГО ДВИЖЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ И ПРЕДЕЛЬНО МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ И ЧАСТИЦ С АНОМАЛЬНЫМ МОМЕНТОМ В КРИСТАЛЛАХ

В. И. Высоцкий, М.В. Высоцкий

Киевский национальный университет имени Т. Шевченко, Украина

Во многих странах разрабатываются сильноточные протонные ускорители высокой энергии для последующей генерации пучков быстрых нейтронов для утилизации высокоактивных РАО. Для управления нейтронами может быть использовано их каналирование в кристаллах. Для нерелятивистских нейтронов глубина потенциальной ямы между плоскостями кристалла очень мала, вследствие чего в яме отсутствуют связанные состояния.

В работе рассмотрен процесс каналирования релятивистских нейтронов и других нейтральных частиц с магнитным моментом, а также характеристики ориентационного движения аналогичных, но очень медленных частиц. Состояние движения незаряженных частиц с учетом наличия аномального магнитного момента  $\mu_a$  в немагнитных кристаллах рассматривалось с использованием уравнения Дирака

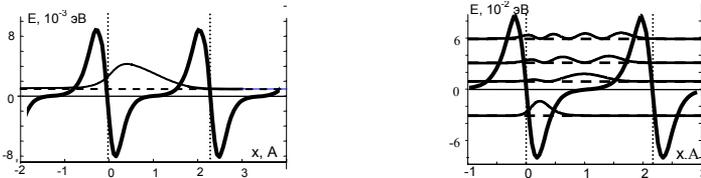
$$\varepsilon \Psi = \left( c\hat{\alpha}\hat{p} + \hat{\beta}mc^2 + i\frac{\mu_a}{e}\hat{\beta}\hat{\alpha}\nabla V(\vec{r}) \right) \Psi; \quad \Psi(\vec{r}, t) = \begin{pmatrix} \varphi(\vec{r}_\perp) \\ \chi(\vec{r}_\perp) \end{pmatrix} e^{-i(\varepsilon t - p_\perp r_\perp)/\hbar}$$

Для частиц, движущихся в усредненном скалярном потенциале  $V(x)$  в направлении  $\vec{e}_y$ , это уравнение приводится к двум уравнениям

$$\left\{ \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{\mu_a \hbar}{2mec} \frac{\partial^2 V(x)}{\partial x^2} \right\} \begin{pmatrix} \psi_{1,3} \\ \psi_{2,4} \end{pmatrix} \left| - \frac{\mu_a \sqrt{\gamma^2 - 1}}{e} \frac{\partial V(x)}{\partial x} \right| \begin{pmatrix} \psi_{1,3} \\ -\psi_{2,4} \end{pmatrix} = E \begin{pmatrix} \psi_{1,3} \\ \psi_{2,4} \end{pmatrix},$$

одинаковым для обеих спиноров, но зависящим от ориентации спина. Спектр уровней энергии и волновые функции движущегося нейтрона и нейтрального атома в потенциале  $V(x) = V_0 / ch^2(x/a)$  в  $W$  для плоскостей

(110) и значений  $\sqrt{\gamma^2 - 1}\mu / \mu_a = 10; 100$  представлены на рис.



Нами также детально рассмотрены особенности каналирования очень медленных частиц с  $\gamma \rightarrow 1$  и показано, что магнитный потенциал для УХН может быть более эффективным, чем ядерный потенциал Ферми.

# ОСОБЕННОСТИ РЕЗОНАНСНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ДВИЖУЩИХСЯ АТОМОВ И КЛАСТЕРОВ С ПОВЕРХНОСТЬЮ КРИСТАЛЛОВ И СВЕРХРЕШЕТОК

В.И.Высоцкий, М.В.Высоцкий, Н.В.Максюта.

Киевский национальный университет имени Т. Шевченко, Украина

В докладе рассмотрена модель, механизм и способы реализации управляемого резонансного (индуцированно-дисперсионного) взаимодействия между пучком нейтральных частиц (атомов, молекул или кластеров, движущихся со скоростью  $\vec{v} = v\vec{e}_z$ ) и поверхностью с периодической структурой (например, с кристаллом с периодическим электрическим полем  $\vec{E}(x, z) = \vec{E}(x, z + \Lambda)$  около поверхности или с поверхностным магнитным полем системы полосовых доменов). Взаимодействие имеет место при определенном соотношении  $v$ ,  $\Lambda$  и частоты  $\omega_0$  одного из внутренних резонансов в движущейся частице.

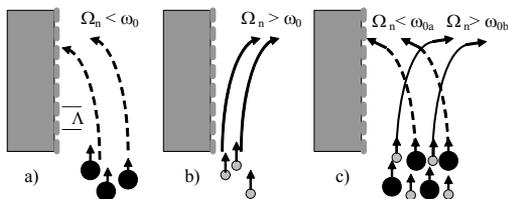
При движении частиц в поле около поверхности в частицах индуцируется электрический момент  $\vec{p}(x, t) = \alpha(\Omega_n, \omega_0) \vec{E}_n(x) e^{i\Omega_n t}$ . Он связан с поляризуемостью частиц  $\alpha(\Omega, \omega_0) = \alpha_0 / (\omega_0^2 - \Omega^2 + i\Gamma\Omega_n)$  и резонансной ( $\omega_0 \approx \Omega_n$ ) компонентой поля  $\vec{E}(x, z = vt) = \sum_n \vec{E}_n(x) e^{i\Omega_n t}$  в движущейся системе координат. Момент  $\vec{p}(x, t)$  осциллирует с частотой  $\Omega_n = 2\pi nv / \Lambda$  и фазой  $\varphi = \text{arctg}[2(\Omega_n - \omega_0) / \Gamma]$ .

Энергия взаимодействия индуцированного момента с полем  $W(x) = -\vec{p}(x, \Omega_n, \omega_0) \vec{E}_n(x) = -\alpha(\Omega_n, \omega_0) |\vec{E}_n(x)|^2 \approx W_0(\Omega_n, \omega_0) e^{-2\pi x / \Lambda}$

и сила взаимодействия частицы с поверхностью

$$F(x) = -\partial W / \partial x \approx F_0 e^{-2\pi x / \Lambda}, \quad F_0 = (2\pi / \Lambda) W_0(\Omega_n, \omega_0), \quad W_0(\Omega_n, \omega_0) \approx 0.5 eV$$

зависят от разности частот  $\Omega_n - \omega_0$  и расстояния  $x$  от поверхности.



Если  $\Omega_n < \omega_0$ , то  $W(x) < 0$ ,  $F_0 < 0$  и частицы будут притягиваться к поверхности (а).

При  $\Omega_n > \omega_0$  имеем  $W(x) > 0$ ,  $F_0 > 0$ , что ведет к отталкиванию и

наличию барьера около поверхности (б).

Для многокомпонентного пучка (с) возможно разделение пучка частиц.

# ИНВЕРСИЯ ПОТЕНЦИАЛОВ ОРИЕНТАЦИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ВЫСОКОИНДЕКСНЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ПЛОСКОСТЯХ ИОННЫХ КРИСТАЛЛОВ

Н.В. Максютя, В.И. Высоцкий

Киевский национальный университет имени Т. Шевченко, Украина

В данной работе продолжен поиск режимов аномального каналирования заряженных частиц в кристаллах, начатый в [1]. Он связан с рассмотрением ориентационного движения заряженных частиц в заряженных плоскостях  $\{k11\}$  ионных кристаллов (здесь  $k$  – нечетные положительные целые числа). Впервые показывается, что при каналировании электронов вдоль плоскостей  $\{111\}$  в самом легком ионном кристалле LiH потенциальные ямы в плоскостях  $H^-$  полностью исчезают при повышении температуры кристалла. Эффект инверсии для этого кристалла имеет место при комнатной температуре, начиная с плоскостей  $\{311\}$ . В случае кристалла LiF аналогичная ситуация возникает для плоскостей  $Li^+ - \{k11\}$  при  $k \geq 5$ . Влияние же температурного фактора на формирование плоскостных потенциалов взаимодействия для кристалла LiF оказывается незначительным. Таким образом, можно заметить общую тенденцию: с переходом к более высокоиндексным заряженным плоскостям для всех ионных и для некоторых ионно-ковалентных кристаллов соотношение между глубинами потенциальных ям резко изменяется, вплоть до полной инверсии потенциальных потенциалов в заряженных плоскостях ионных кристаллов возможен при учете дополнительного периодического потенциала  $W^\pm(\xi) \propto \sum_n \left( |\xi - n| - 4^{-1} \right) \theta(2^{-1} - |\xi - n|)$  ( $\xi = x/a_x$ ,  $a_x$  – период кристалла вдоль оси  $x$ ,  $\theta(\xi)$  – ступенчатая функция Хевисайда), возникающего за счет электростатической компоненты, являющейся следствием образования ионной связи.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Высоцкий В.И., Кузьмин Р.Н., Максютя Н.В. // Тезисы докладов XVI Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. – М.: Изд-во МГУ, 1986, с. 57.

# РАСЧЕТ КИЛЬВАТЕРНОГО ПОТЕНЦИАЛА ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ИОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Н.В. Максютя, В.И. Высоцкий

Киевский национальный университет имени Т. Шевченко, Украина

В работе /1/ в рамках поляронного подхода исследовалась возможность появления поляризационного потенциала при ориентационном движении быстрых положительно заряженных тяжелых ионов в ионных кристаллах. Подобный поляризационный эффект может иметь место также в случае каналирования слабoreлятивистских электронов и позитронов. Особенность влияния этих поляризационных потенциалов состоит в том, что они накладываются на большое количество плоскостных каналов, т.е. на языке поляронов реализовываются поляроны больших радиусов. Можно высказать предположение, что такие же поляризационные потенциалы имеют место и при движении заряженных частиц в неупорядоченной среде (движении вдоль высокоиндексных направлений или в условиях очень высокой температуры). Двигаясь через кристалл, ион переносит вместе с собой и область искажения решетки, а вследствие конечности скорости релаксации искаженной области кристалла позади движущегося иона появляется так называемый кильватерный потенциал.

В данной работе показывается, что для релятивистских заряженных частиц при движении их в ионных кристаллах возникают поляроны малого радиуса, локализованные в пределах одной или двух кристаллографических плоскостей (или осей). Аналитические расчеты показывают, что за счет поляризационного взаимодействия для отрицательно заряженных частиц потенциальные ямы углубляются, а для положительно заряженных каналируемых частиц возможно возникновение потенциальных ям вблизи кристаллографических плоскостей (или возможен режим спирального каналирования в случае движения вдоль осей). Причиной возникновения кильватерного потенциала в этом случае является остаточная поляризуемость ионов кристалла.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Максютя Н.В., Высоцкий В.И. // Тезисы докладов XXXVIII Международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами // - М.: Изд.- во Моск. Ун-та, 2008, с. 32.

# ЛОКАЛИЗАЦИЯ АТОМОВ УГЛЕРОДА И ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ КАНАЛИРОВАННЫХ ПРОТОНОВ В КРИСТАЛЛЕ Ni-0.18ат. %C

Н.А. Скакун, М.В. Ващенко  
Харьковский физико-технический институт, Украина

Выход резонансной реакции определяется зависимостью  $Y(E,x) \approx \omega\gamma \cdot C(x) \cdot n(x) / (dE/dx)$ , где  $\omega\gamma$ -сила резонанса,  $n(x)$  и  $C(x)$ - плотность потока ионов и концентрация атомов, на которых возбуждается реакция. Определив отношение выходов излучений, например  $(p,\gamma)$ -реакции, для каналированных вдоль выбранного кристаллографического направления и неканалированных протонов, можно найти потери энергии ионов  $(dE/dx)$  в месте расположения атомов, на которых возбуждается реакция /1/.

Измеряли и моделировали выход  $\gamma$ -квантов реакции  $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$  из кристалла никеля, в котором содержалось 0,18 ат.% гомогенно распределенного изотопа  $^{13}\text{C}$  –  $C(x)$ . Использовали сильный, изолированный резонанс ( $\Gamma_{\text{рез}}=134$  эВ), который возбуждался протонами с энергией 1.747 МэВ.

В /2/ показано, что атомы углерода в никеле занимают окта - междуузлия, т. е. находятся в центре канала  $\langle 110 \rangle$ .

Использование резонансной реакции позволило выявить в "узкой" приповерхностной зоне кристалла (до первого узла траекторий), в центре канала  $\langle 110 \rangle$  область однородного распределения потока каналированных протонов. Показано, что плотность потока протонов –  $n(x)$  в этой области такая же, как и в случае неканалированных протонов. Так как протяженность этой области оказалась существенно большей разрешающей способности метода, использование резонанса реакции  $^{13}\text{C}(p,\gamma)^{14}\text{N}$ , для определения потерь энергии протонов в зоне однородного распределения потока было оправданным. Результаты измерений и модельный расчет выхода реакции показали, что потери энергии протонов в центре осевого канала  $\langle 110 \rangle$  в кристалле Ni + 0,18ат.%  $^{13}\text{C}$  составляют 0,7 табличных потерь энергии в поликристаллическом никеле.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Skakun N.A., Shershnev V.M. // Eur. Phys. J. A29. 2006. P.383
2. Skakun N.A. at al.// Nucl. Instr. Meth. B67. 1992. P.203

# ГРАНИЦЫ СПИРАЛЬНОГО РАССЕЙЯНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ В ОДНОРОДНО ИЗОГНУТОМ КРИСТАЛЛЕ

Г.В. Ковалев

School of Mathematics, University of Minnesota, Minneapolis, MN 55455, USA

Явление спирального рассеяния заключается в том, что классическая функция отклонения частицы  $\chi(b)$  (или луча света) при некотором прицельном параметре  $b=b_s$  имеет отрицательную логарифмическую сингулярность. В [1] указано на возможность наблюдения спирального рассеяния релятивистских частиц в равномерно изогнутом кристалле. В докладе этот вопрос рассматривается более подробно. Получены оценки положения пика, ширины области прицельных параметров и условий оптимального наблюдения спирального рассеяния релятивистских частиц в равномерно-изогнутом кристалле. Указано на существование спирального рассеяния с корневой сингулярностью,

$$\chi(b) \sim -|b - b_s|^{-1/2},$$

при изгибе кристалла  $R = R_c$ ,  $R_c$  – критический радиус изгиба. Следствием этой сингулярности является то, что поворот частиц вдоль изгиба кристалла может происходить и тогда, когда каналирование отсутствует.

Из-за отсутствия тепловых колебаний и низкой электронной плотности в зоне локальных минимумов, объемный захват отрицательно заряженных частиц существенно меньше, а ширина спирального рассеяния существенно больше, чем для положительных частиц. Поэтому отрицательно заряженные частицы, отклоняющиеся вдоль изгиба кристалла на угол превышающий  $2\theta_L$ , двигаются в состоянии спирального рассеяния.

Для положительных частиц при слабых изгибах кристаллов локальные минимумы попадают в область высоких электронных плотностей и тепловых флуктуаций потенциалов. Поэтому захват спиральных частиц в режим каналирования представляется наиболее вероятным исходом. Однако и здесь спиральное рассеяние существенно, так как движение вдоль изгиба кристалла обеспечивает интенсивный объемный захват именно тех частиц, которые попали в спиральную зону.

При изгибах кристалла близких или равных критическому радиусу  $R_c$ , когда каналированных состояний нет, наличие частиц с углом поворота, превышающим  $2\theta_L$  может однозначно свидетельствовать о присутствии спирального рассеяния как в этом случае, так и в случае отрицательно заряженных частиц.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ковалев Г.В. Письма в ЖЭТФ, 87, 410, 2008.

# ОЦЕНКА ПЛОТНОСТИ ПОТОКОВ ЧАСТИЦ В СЛАБО-ДИССИПАТИВНОЙ ТЕОРИИ КАМ.

Р.И. Богданов<sup>1)</sup>, М.Р. Богданов<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

<sup>2)</sup> ИЭ МГУ, Москва, Россия

Мы рассматриваем модель движения частицы (или ансамбля частиц) в потенциальном поле сил ангармонического потенциала со слабо-диссипативными возмущениями. Предполагается, что в течение некоторого пролетного времени частица движется свободно, а затем «перерассеивается» с учетом поля сил. Для точек перерассеяния мы получаем соотношение:

$$x_{n+1} = x_n + y_{n+1}, \quad y_{n+1} = y_n + F(x_n, y_n),$$

где  $F(x_n, y_n) = kx_n(x_n - 1) + (\varepsilon + \mu x_n)y_n$ ,  $(x, y)$  – координата, скорость частицы, а  $\varepsilon$ ,  $k$  и  $\mu$  – параметры (см. [1]). Для подходящих начальных условий  $(x_0, y_0) \in \mathbb{R}^2$  динамика имеет периодические асимптотически (не) устойчивые орбиты. Для таких орбит можно вычислить оценки температуры с помощью распределения Больцмана – Гиббса, а также давление и среднюю энергию. В свою очередь, эти величины позволяют оценить плотность частиц в этих состояниях: газодинамическую плотность  $\rho \sim P/T$ ; квантово-механическую плотность  $n \sim E/T$ . (см. [2])

На рис. 1 приведена зависимость  $\rho$  от  $n$ , на рис. 2 –  $n$  от  $T$  (положительные (отрицательные) значения отвечают асимптотически (не) устойчивым состояниям).

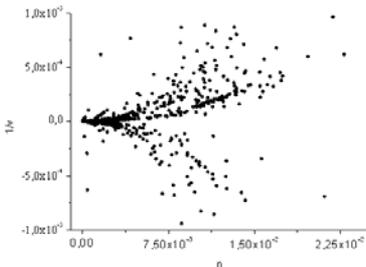


Рис. 1

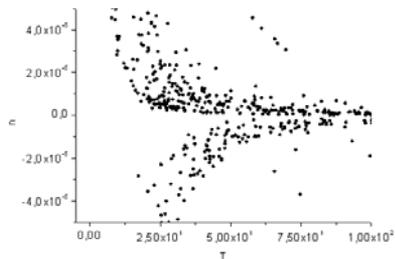


Рис. 2

## ЛИТЕРАТУРА

1. Богданов Р.И., Богданов М.Р. Структурообразование в слабо-диссипативной теории Колмогорова-Арнольда-Мозера. //ДАН. 2008, т.418, №6, с. 754-758.
2. Ландау Л.Д. Собрание трудов. Т.1. - М.: Наука, 1969 г.

# ОБЪЁМНОЕ ОТРАЖЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ В ИЗОГНУТЫХ СЛОИСТЫХ СТРУКТУРАХ МЕТАЛЛ - ДИЭЛЕКТРИК

Д.П. Антипин, В.П. Кощев, Д.А. Моргун, Н.В. Сафин  
Сургутский государственный университет, г. Сургут, Россия

Эффект объёмного отражения, предсказанный в /1/, и его экспериментальное подтверждение /2/ показал возможность его использования для улучшения коллимации пучка в ускорителе и увеличения интенсивности /3/, что является актуальнейшей задачей в физике взаимодействия частиц высоких энергий. При движении релятивистских заряженных частиц в эффективном потенциале изогнутой слоистой структуры металл-диэлектрик, в поперечном направлении действует добавочная сила изображения от двух металлических плоскостей. Потенциальная энергия взаимодействия от двух металлических плоскостей имеет следующий вид:

$$U(x) = \frac{2e^2d}{(x^2 - d^2/4)},$$

где  $e$  - заряд налетающей частицы;  $d$  - расстояние между металлическими слоями; поперечная координата  $x$  отсчитывается от центра слоя. На рис.1 график потенциальной энергии взаимодействия для различных расстояний между металлическими слоями 1.  $d = 100 \text{ \AA}$  2.  $d = 50 \text{ \AA}$  и 3.  $d = 20 \text{ \AA}$ .

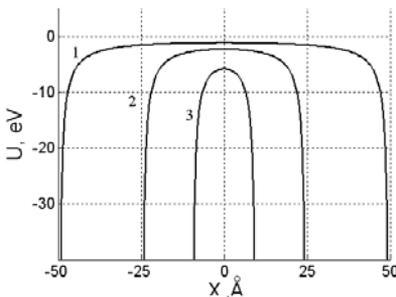


Рисунок 1. Потенциальная энергия взаимодействия заряда изображения

## ЛИТЕРАТУРА

1. Taratin A.M., Vorobiev S.A., Phys.Lett. A, 119, 425 (1987)
2. Иванов Ю.М., Бондарь Н.Ф., Гавриков Ю.А., и др., Письма в ЖЭТФ, 84, 445 (2006).
3. Афонин А.Г., Баранов В.Т., Горлов В.Н., и др. Препринт ИФВЭ 2008-23. – Протвино, 2008.- 6 с

# ПРОХОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЛНОВОГО ПАКЕТА ЧЕРЕЗ НЕИДЕАЛЬНЫЙ КРИСТАЛЛ

О.А. Подсвиров

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет,  
г. Санкт-Петербург, Россия

Волновая природа электрона объясняет многие экспериментальные наблюдения в электронной дифракции и электронной микроскопии /1/. Однако, практически во всех таких объяснениях использовалось неограниченное в пространстве и во времени электронное волновое поле. Лишь недавно /2/ было рассмотрено прохождение электрона через кристалл в виде ограниченного волнового пакета. Это сразу привело к иному, чем до сих пор используемому аномально-абсорбционному объяснению эффекта затухания интенсивности толщинных контуров на электронно-микроскопических изображениях клинообразного кристалла. В случае падения на кристалл электронный волновой пакет расщепляется в нем на блоховские субпакеты, движущиеся с различными скоростями. Эти субпакеты выходят из тонкого кристалла в частично перекрытом между собой (интерференционном) состоянии, а из толстого, из-за их разбегания, – в непокрытом (неинтерференционном) состоянии, что и объясняет затухание толщинных (интерференционных) полос с ростом толщины клинообразного кристалла. На наш взгляд такая пакетная специфика волнового поля электрона должна проявляться и в ряде других экспериментальных наблюдений, которые обычно интерпретируются в рамках динамической теории с феноменологически введенным аномальным поглощением /1/, например, для объяснения контраста на изображениях кристаллов с дефектами упаковки. Такое теоретическое рассмотрение было проведено в рамках новой концепции и показало соответствие теории и наблюдаемых в электронной микроскопии светлого- и темнопольных изображений дефектов упаковки.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Хирш П., Хови А., Николсон Р., и др. Электронная микроскопия тонких кристаллов. М.: Мир, 1968, 575 с.
2. Подсвиров О.А. //Известия РАН. сер. физическая, 2007, Т.71, №10, с.1471-1780.

## **Секция II**

# **ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ В ТВЁРДОМ ТЕЛЕ**



## ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В УСЛОВИЯХ СКОЛЬЗЯЩЕЙ ГЕОМЕТРИИ

А.И. Бенедиктович<sup>1)</sup>, И.Д. Феранчук<sup>1)</sup>, А.С. Лобко<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

<sup>2)</sup>Институт ядерных проблем БГУ, г. Минск, Беларусь

В работе проведено теоретическое исследование спектрально-углового распределения параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) в условиях, когда пучок электронов и испускаемое излучение распространяются параллельно поверхности кристалла, что соответствует случаю скользящей геометрии в динамической теории дифракции.

Такие условия являются оптимальными для генерации ПРИ в накопительных кольцах, так как в этом случае взаимодействие с кристаллической мишенью не разрушает пучок электронов, а испускаемое излучение не поглощается в кристалле. В результате интенсивность ПРИ существенно увеличивается. Найдена зависимость интенсивности излучения от эмиттанса электронного пучка для случая, когда фотоны ПРИ испускаются перпендикулярно направлению движения электронов, что соответствует минимальному порогу возникновения параметрической пучковой неустойчивости /1/.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Baryshevsky V.G., Feranchuk I.D., Ulyanenko A.P. Parametric X-ray Radiation in Crystals: Theory, Experiment and Applications. – Berlin: Springer-Verlag, 2006, 176 P.

# ОБНАРУЖЕНИЕ ЭФФЕКТА УСИЛЕНИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В РЕЖИМЕ СКОЛЬЗЯЩЕГО ПАДЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПОВЕРХНОСТЬ КРИСТАЛЛА

А.Н. Елисеев<sup>1)</sup>, В.И. Сергиенко<sup>1)</sup>, Г.Г. Субботин<sup>1)</sup>, В.А. Хабло<sup>1)</sup>  
А.С. Кубанкин<sup>2)</sup>, Р.М. Нажмудинов<sup>2)</sup>, Н.Н. Насонов<sup>2)</sup>, А.В. Субботин<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия.

<sup>2)</sup>Лаборатория радиационной физики, Белгородский госуниверситет,  
г. Белгород, Россия.

Одним из основных направлений исследований параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) релятивистских электронов является поиск путей повышения выхода излучения, малая величина которого является основным препятствием на пути его практического применения. В настоящей работе выполнены измерения выхода ПРИ электронов с энергией 7 Мэв в кристаллах кремния в условиях нормального и скользящего падения пучка на поверхность мишени (во втором случае реализована геометрия несимметричного отражения, позволяющая осуществить выход фотонов примерно вдоль нормали к поверхности кристалла). Основанием для проведения эксперимента были теоретические предсказания роста выхода ПРИ в режиме скользящего падения за счет увеличения эффективного пути излучающих электронов в поглощающей мишени, на котором происходит излучение фотонов, способных достичь выходной поверхности кристалла. Была выбрана упрощенная схема эксперимента, не требующая пересчета выхода излучения за счет изменения телесного угла захвата фотонов измерительной системой. Использовалась отражающая плоскость (111) и угол скольжения примерно 15 градусов. Измерения проводились с помощью неохлаждаемого Si(Li) p.i.n. детектора с энергетическим разрешением порядка 140 эВ на линии железа. Предварительные результаты измерений показали увеличение выхода примерно в 3 раза, что соответствует теоретическим предсказаниям. В дальнейших исследованиях предполагается уменьшить угол скольжения для повышения коэффициента усиления.

# DCR - ДИФРАГИРОВАННОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ОСЕВОМ КАНАЛИРОВАНИИ ЭЛЕКТРОНОВ ВДОЛЬ ОСИ $\langle 110 \rangle$ В КРИСТАЛЛАХ Si и LiF

К.Б. Коротченко, Т.А. Тухфатуллин, Ю.Л. Пивоваров, Е. И. Фикс  
Томский политехнический университет, Томск, Россия

Рентгеновское излучение при плоскостном каналировании релятивистских электронов с учетом дифракции (в рамках кинематической теории) впервые обсуждалось в /1/. В рамках динамической теории дифракции возникающий комбинационный эффект был назван в /2/ DCR (Diffracted Channeling Radiation). Детальные расчеты DCR при плоскостном каналировании в кристаллах Si и LiF представлены в работах /3, 4/.

Эффект DCR для осевого каналирования был рассмотрен для модельного потенциала в /5/. В докладе на основе динамической теории DCR представлены результаты численных расчетов угловых распределений DCR при осевом каналировании электронов вдоль осей  $\langle 110 \rangle$  кристаллов Si и LiF. При квантовомеханических расчетах учитывались все возможные переходы между подбарьерными энергетическими уровнями поперечного движения каналированных электронов и начальные заселенности всех энергетических зон.

Результаты:

- Структура углового распределения DCR при осевом каналировании сильно зависит от угла влета электронов  $\theta_0$  относительно осей и угла наблюдения (брэгговского угла)
- Угловое распределение DCR зависит от  $\gamma$  - релятивистского фактора пучка и демонстрирует пороговый характер возникновения DCR при осевом каналировании

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Baryshevsky V.G. and Dubovskaya I.Ya. // *J. Phys.* 1983. С 16. P. 3663.
2. Yabuki R., Nitta H., Ikeda T., Ohtsuki Y.H. // *Phys. Rev. B.* 2001. V.63. P.174112.
3. Богданов О.В., Коротченко К.Б., Пивоваров Ю.Л. // *Письма в ЖЭТФ.* – 2007. – т. 85. вып. 11. – С. 684.
4. Богданов О.В., Коротченко К.Б., Пивоваров Ю.Л. // *Поверхность. Рентгеновские, Синхротронные и Нейтронные Исследования*, 2008, № 4, с. 1–7.
5. Коротченко К.Б., Пивоваров Ю.Л., Тухфатуллин Т.А., Фикс Е.И. // *Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования*, 2009, в печати.

## ЭНЕРГОДИСПЕРСИОННЫЙ АНАЛОГ МЕТОДА ЦЕРНИКЕ – ПРИНСА

П.Н. Жукова, Н.Н. Насонов

Лаборатория радиационной физики, Белгородский госуниверситет,  
г. Белгород, Россия.

Широко используемый метод Цернике – Принса (ЦП) определения функции радиального распределения атомов в плотной среде по угловому распределению рассеянного образцом квазимонохроматического рентгеновского излучения обладает принципиальным недостатком, заключающимся в ограниченности области изменения переданного импульса, выступающего в качестве аргумента в интегральном уравнении ЦП. Для устранения указанного недостатка, приводящего к существенным искажениям определяемой функции, в настоящей работе предлагается модифицированная схема ЦП, основанная на спектральных измерениях рассеянного широкополосного излучения при фиксированном значении угла наблюдения. В рассматриваемом случае область изменения переданного импульса, пропорционального энергии рассеивающегося кванта, определяется спектром зондирующего излучения и формально не ограничена, что позволяет корректно обратить интегральное преобразование Фурье в уравнении ЦП. Особенность предлагаемого подхода заключается в необходимости точно знать спектр первичного излучения и зависимость диэлектрической восприимчивости материала мишени от частоты. Для решения первого из отмеченных вопросов достаточно использовать источники излучения с точно рассчитываемым спектром, например источники тормозного или синхротронного излучения. Вторая проблема может быть решена во многих случаях с помощью современных справочников, содержащих подробное описание реальных и мнимых частей диэлектрической восприимчивости широкого ряда веществ, измеренных экспериментально.

# О ПРИЧИНЕ ПОДАВЛЕНИЯ ВКЛАДА ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НАБЛЮДАЕМЫЙ ВЫХОД ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

П.Н. Жукова, Н.Н. Насонов

Лаборатория радиационной физики, Белгородский госуниверситет,  
г. Белгород, Россия.

Исследования последних 30 лет показали, что тормозное излучение (ТИ) быстрых электронов на атомах вещества определяется вкладом двух различных механизмов излучения: обычным тормозным излучением (ОТИ), возникающим за счет ускорения быстрого электрона в потенциале атома, а также поляризационным тормозным излучением (ПТИ), обусловленным рассеянием кулоновского поля быстрого электрона атомными электронами. Важно отметить, что указанные механизмы проявляются одновременно, поэтому амплитуда ТИ является суммой амплитуд ОТИ и ПТИ.

Одна из нерешенных проблем физики (ТИ) нерелятивистских электронов заключается в несоответствии результатов экспериментального исследования ТИ в газовых и твердотельных мишенях. В случае газовых мишеней в наблюдаемом выходе ТИ четко зафиксирован вклад ПТИ в полном соответствии с предсказаниями теории. С другой стороны, измерения выхода ТИ из тонких твердотельных мишеней показали полное соответствие данных измерений теории обычного тормозного излучения (ОТИ) на изолированном атоме. Причина указанного несоответствия остается невыясненной.

В настоящей работе обращается внимание на влияние упорядоченности атомной структуры большинства твердотельных пленок, представляющих собой поликристаллы, на характеристики ТИ. Благодаря периодичности расположения атомов в зерне поликристалла, возникает когерентная составляющая ТИ и уменьшается некогерентная составляющая. Особенностью ТИ нерелятивистских электронов является относительно большой вклад некогерентной составляющей излучения, а также интерференция ОТИ и ПТИ, приводящая к росту сечения ТИ за счет известного эффекта деэкранировки ядра атома. Когерентная составляющая ТИ появляется в случае нерелятивистских электронов только в области малых частот, поэтому спектр ТИ в области относительно больших частот определяется конкуренцией двух противоположных тенденций: росту за счет отмеченного эффекта деэкранировки ядра атома (т.е. за счет явного вклада ПТИ) и падению за счет уменьшения некогерентной составляющей ТИ вследствие периодичности решетки зерна поликристалла. Выполненные расчеты показали, что взаимная компенсация указанных тенденций приводит к близкому (в ряде случаев почти точному) соответствию результирующего спектра ТИ в твердотельной мишени спектру ОТИ на экранированном ядре изолированного атома.

# ЭФФЕКТЫ ШТАРКА И ЗЕЕМАНА ПРИ ПЛОСКОСТНОМ КАНАЛИРОВАНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ВОДОРОДОПОДОБНЫХ ИОНОВ В КРИСТАЛЛАХ: ВЛИЯНИЕ НА СТРУКТУРУ РЕЗОНАНСОВ ДЛЯ ПРОЦЕССА КОГЕРЕНТНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ

А. А. Бабаев, Ю. Л. Пивоваров

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

При плоскостном каналировании ион движется в электрическом поле кристалла в канале, образованном соседними плоскостями. В системе покоя релятивистского водородоподобного иона (РНИ) на его орбитальный электрон действуют электрическое и магнитное поля, зависящие как от кинетической энергии, так и от положения иона в канале. Эти поля влияют на положение уровней энергии орбитального электрона и, как следствие – на тонкую структуру резонансов процесса когерентного возбуждения. Результаты первых экспериментов по плоскостному каналированию РНИ (390 МэВ/а.е.м. ионы  $\text{Ar}^{17+}$  /1,2/) хорошо объясняются моделями /1,3,4/, в которых определяющее влияние на уровни энергии орбитального электрона оказывает только электрическое поле в системе покоя иона – траекторно-зависящий эффект Штарка.

Возможность постановки экспериментов по когерентному возбуждению РНИ с зарядами до  $Z=92$  и энергиями до десятков ГэВ/а.е.м. обсуждается в связи с предстоящим вводом в строй ускорительного комплекса FAIR (Дармштадт, Германия) /5/. При таких энергиях существенное влияние на положение уровней орбитального электрона РНИ оказывает магнитное поле в системе покоя иона – траекторно-зависящий эффект Зеемана.

Предварительные качественные оценки влияния эффекта Зеемана на РСЕ релятивистских ионов были выполнены в /6/. В данной работе более подробно исследовано совместное влияние на РСЕ траекторно-зависящего эффекта Штарка и траекторно-зависящего эффекта Зеемана. Численные расчеты проведены для РСЕ при (220) каналировании 11 ГэВ/а.е.м. ионов  $\text{U}^{91+}$  в Si.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Komaki K., Azuma T., Ito T. et al. // Nucl. Instr. Methods **B**, 1998, 146, 19.
2. Azuma T., Ito T., Takabayashi Y. et al. // Physica Scripta, 2001, T92, 61.
3. Babaev A. A., Pivovarov Yu. L. // Journal of Physics **B**, 2008, 41, 195001.
4. Бабаев А. А., Пивоваров Ю. Л. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2009, №3 (в печати).
5. Pivovarov Yu. L., Geissel H., Scheidenberger C. // Nucl. Instrum. Methods **B**, 2007, 256, 109.
6. Pivovarov Yu. L. // Nucl. Instrum. Methods **B**, 1998, 145, 96.

# ТОРМОЖЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В РАДИАТОРЕ: ВЛИЯНИЕ НА УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.Р. Альтапова, О.В. Богданов, Ю.Л. Пивоваров  
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Ключевыми параметрами, определяющими специфичную структуру и ширину углового распределения черенковского излучения релятивистских ионов в тонком радиаторе, являются длина волны, показатель преломления, толщина радиатора и средние ионизационные потери энергии /1/. Новый метод /2-3/, основанный на прямом использовании пакета программ SRIM'06 в формулах для углового распределения черенковского излучения при вычислении зависящей от глубины проникновения в радиатор скорости иона, позволил более детально проанализировать новые особенности угловых распределений излучения вблизи черенковского конуса, в частности зависимость от заряда иона, начальной энергии пучка, длины волны излучения, материала и толщины радиатора.

В развитие /2-3/, в представленной работе особое внимание уделено различию угловых распределений черенковского излучения от изотопов. Если энергии изотопов при влете в радиатор одинаковы, классическая теория Тамма-Франка дает одинаковое угловое распределение черенковского излучения изотопов в радиаторе заданной толщины. В то же время, и формула Бете-Блоха в случае тонкого радиатора, и более точные расчеты с помощью развитого подхода /2-3/, демонстрируют, хотя и слабый, изотопический эффект - зависимость торможения от массы начального иона. Как следствие, угловые распределения черенковского излучения также демонстрируют изотопический эффект.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Kuzmin E.S., Tarasov A.V. // JINR Rapid Communications №4, 1993, с.64.
2. Альтапова В.Р., Богданов О.В., Пивоваров Ю.Л. // Тезисы докл. XXXVIII международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, Москва, изд. Московского университета, 2008, с.64.
3. Altapova V.R., Bogdanov O.V., Pivovarov Yu.L. // Proceedings of VII Intern. Symposium SHIM-2008: NIMB, 2009 (in press)

# ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ МИШЕНЯХ: ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

В.А.Астапенко, А.С.Батурин, Е.В.Коростылев  
Московский физико-технический институт, Москва, Россия

На основании развитого подхода /1-2/ исследуется теоретически и экспериментально тормозное излучение (ТИ), возникающее при рассеянии нерелятивистских электронов в медных мишенях различной толщины. Рассмотрение базируется на учете обычного и поляризационного каналов ТИ, когерентного и некогерентного взаимодействия электронов с поликристаллической средой, потерь энергии электронами, поглощения фотонов в материале мишени и упругого рассеяния электронов на атомах мишени. Полученные теоретические выводы были проверены экспериментально путем измерения спектров рентгеновского излучения возбуждаемого пучком расстрового электронного микроскопа FEI Quanta 200. В качестве мишени использовался эталонный образец меди. Измерения рентгеновского спектра производились на спектрометре EDAX с энергетическим разрешением 129 эВ. Результаты измерений для различной энергии первичного электронного пучка приведены на рис. 1. Жирной сплошной линией показаны результаты расчета, штриховой линией представлен фитинг с помощью формулы Крамера для ТИ.

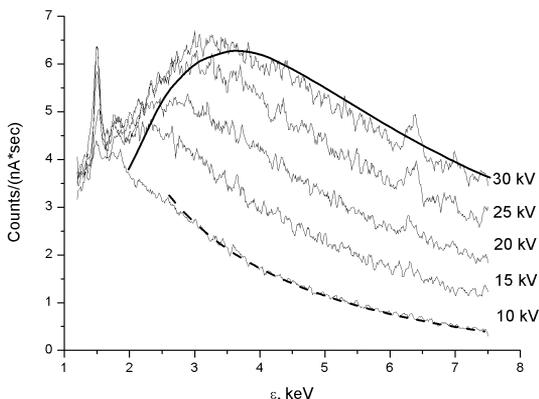


Рис. 1. Спектр рентгеновского излучения возбуждаемого в медной мишени при ускоряющем напряжении от 10 до 30 кВ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Nasonov N.N. // NIM B. 1998. Vol. 145. P. 19.
2. Астапенко В.А.// ЖЭТФ. 2004. Т. 126. С. 1101.

## «МЕРЦАЮЩИЕ» СПЕКТРЫ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЫСТРЫХ МНОГОЗАРЯДНЫХ КЛАСТЕРОВ В ВЕЩЕСТВЕ

В.К. Гришин, Д.П.Никитин

НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына МГУ им. М.В.Ломоносова,  
Москва, Россия

Обсуждаются особенности тормозного рентгеновского излучения быстрого кластера, несущего заряды различной полярности (нейтральный атом, положительный или отрицательно заряженный ион, электронно-позитронная пара и другие кластеры), в веществе. Рассматриваются традиционное тормозное излучение (ТИ) на атомных ядрах и поляризационное тормозное излучение (ПТИ) на атомных электронах вещества. Исходя из физики радиационных явлений, отмечается ряд когерентных эффектов, влияющих на структуру спектров излучения. Особенность разыгрывающихся процессов связана с тем, что помимо когерентного взаимодействием с зарядами вещества, в динамике излучения отражается структурное состояние кластера. Наиболее “замысловатой” картина излучения является при ПТИ. При излучении будет сказываться взаимное экранирование зарядов различных знаков в кластере, которое особенно сильно в низкочастотном диапазоне, где все заряды кластера излучают когерентно. Но по мере повышения частоты излучения когерентность зарядов в кластере уменьшается, и его заряды излучают практически независимо. В целом ПТИ в низкочастотной области может существенно подавляться и проявляется лишь в высокочастотном диапазоне. Причем для отрицательно заряженных кластеров диапазон полной экранировки смещается в область несколько более высоких частот. В ТИ роль ядер в быстрых многозарядных кластерах мала, так что свойства ТИ определяются их электронами. Как и в ПТИ, здесь наблюдаются когерентные процессы. В конечном счете указанные эффекты в суммарном рентгеновском излучении проявляются в своеобразном частотном “мерцании” интенсивности излучения, поскольку амплитуды спектров то возрастает, то падает. Более детальное различие в относительных вкладах ТИ и ПТИ в суммарный рентгеновский поток можно получить, используя различную угловую зависимость этих излучений от угла излучения, поскольку для быстрых заряженных многозарядных частиц ТИ преобладает для малых углов, а ПТИ становится заметным для больших углов наблюдения, включая заднюю полусферу, что позволяет идентифицировать спектры излучений. В качестве конкретного примера рассматривается рентгеновское излучение быстрой электронно-позитронной пары в газообразной среде.

# ВКЛАД НЕКОГЕРЕНТНЫХ ЭФФЕКТОВ В ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ БУСТРЫХ ЧАСТИЦ В КРИСТАЛЛЕ

В.В. Сыщенко<sup>1)</sup>, А.И. Тарновский<sup>1)</sup>, Н.Ф. Шульга<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Белгородский государственный университет, Белгород, Россия

<sup>2)</sup>Институт теоретической физики им. А.И. Ахиезера ННЦ ХФТИ,  
Харьков, Украина

Сечение излучения релятивистских электронов в кристалле распадается на сумму сечений когерентного и некогерентного излучения, где последнее обусловлено тепловым разбросом положений атомов кристалла относительно узлов решетки. При этом перераспределение плотности потока частиц в кристалле под влиянием непрерывных цепочек и плоскостей атомов приводит к существенной ориентационной зависимости интенсивности некогерентного излучения. В предлагаемом докладе процедура моделирования некогерентного излучения используется для интерпретации результатов недавних экспериментов по регистрации излучения электронов с энергией  $\sim 1$  ГэВ на ориентированном кристалле кремния /1/.

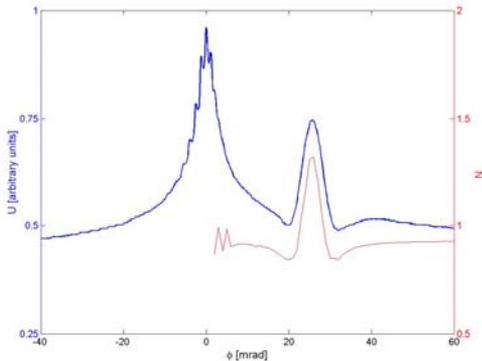


Рис. 1. Интенсивность излучения, регистрировавшаяся в эксперименте /1/ (верхняя кривая) и результаты моделирования некогерентного излучения (нижняя кривая). Соответствующий пик обусловлен влиянием плоскости (011) на перераспределение потока электронов в кристалле.

Работа частично поддержана внутриуниверситетским грантом БелГУ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Backe H. *et al.* // NIM B. 2008. V. 266. P. 3835.

# МЕТОД ЭКВИВАЛЕНТНЫХ ФОТОНОВ И ЭЙКОНАЛЬНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ В ТЕОРИИ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Н.Ф. Шульга<sup>1)</sup>, В.В. Сыщенко<sup>2)</sup>, С.Н. Шульга<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Институт теоретической физики им. А.И. Ахиезера ННЦ ХФТИ, г. Харьков, Украина, e-mail: [shulga@kipt.kharkov.ua](mailto:shulga@kipt.kharkov.ua)

<sup>2)</sup>Белгородский государственный университет, г. Белгород, Россия, e-mail: [Syshch@bsu.edu.ru](mailto:Syshch@bsu.edu.ru)

При движении релятивистского электрона в неоднородной среде возникает переходное излучение. В случае неоднородной одномерной среды теория переходного излучения была построена в работах [1,2] на основе решения волнового уравнения в квазиклассическом приближении.

В настоящей работе предложена теория переходного излучения релятивистских электронов, которая основана на методе эквивалентных фотонов и эйкональном приближении. Эта теория позволяет рассмотреть процесс переходного излучения в среде, которая обладает одномерными, двумерными и трехмерными неоднородностями.

Предложенный метод состоит в следующем: в начальный момент собственное поле релятивистского электрона может быть представлено в виде волнового пакета. Рассматривается распывание этого движущегося волнового пакета. Показано, что распывание пакета происходит очень медленно, так что его можно приблизительно заменить пакетом собственного поля электрона. Затем рассматривается прохождение пакета через неоднородную среду.

Наличие волнового пакета позволяет рассматривать задачу, используя эйкональное приближение. На основе предложенного метода получена более простая формула для спектрально-угловой плотности переходного излучения. При этом не использовался конкретный вид неоднородности. Рассмотрены некоторые примеры использования полученной формулы. Также обсуждаются условия применимости.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Ter-Mikaelian M.L., High-Energy Electromagnetic Processes in Condensed Media, New York: Wiley Interscience, 1972
2. Durand L., Phys. Rev., 1976, v.11, 89

## АНАЛИЗ ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ ДЛЯ ПРАКТИЧЕСКИХ ПРИЛОЖЕНИЙ

Д.А. Бакланов, И.Е. Внуков, Ю.В. Жандармов, Ж. Т. Зьонг,  
Р.А. Шатохин

Белгородский государственный университет, г. Белгород, Россия

Принято считать, что основной областью применения излучения электронов средних энергий ( $E_e \sim 10-50$  МэВ) в кристаллах является получение квазимонохроматических фотонных пучков с перестраиваемой энергией для практических приложений, например, в медицине, литографии и ряде других приложений. В последнее время активно исследуются возможности использования регистрируемого излучения для анализа структуры твердых тел, в которых генерируется исследуемое излучение. Анализируются возможности использования механизмов излучения при осевом и плоскостном каналировании электронов в кристаллах с последующей дифракцией в другом кристалле для получения монохроматического излучения, параметрического рентгеновского излучения и дифрагированного тормозного излучения в совершенных и мозаичных кристаллах для медицинских приложений с учетом минимизации дозовых нагрузок и достижимых интенсивностей излучения для применения в маммографии, ангиографии по краю полосы фотопоглощения. Проведено сопоставление получаемых с помощью этих механизмов выходов излучения с требуемыми для практического использования. Обсуждается возможность использования спектрально-угловых характеристик регистрируемого излучения для оценки характерных размеров микроблоков, из которых состоят исследуемые образцы. Работа выполнена при частичной поддержке программы внутренних грантов БелГУ.

## ИССЛЕДОВАНИЕ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА ПРИ ПРОЛЁТЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ВБЛИЗИ МИШЕНИ.

Г.А. Науменко<sup>1)\*</sup>, А.П. Потылицын<sup>2)</sup>, М.В. Шевелёв<sup>1)</sup>, Ю.А. Попов<sup>2)</sup>  
<sup>1)</sup>НИИ ЯФ Томского политехнического университета, г. Томск, Россия  
<sup>2)</sup>Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

В настоящее время излучение Вавилова-Черенкова – одно из наиболее изученных явлений, как теоретически, так и в экспериментах. В традиционном представлении – это излучение возникает при пролёте релятивистской заряженной частицы через вещество, когда скорость частицы больше скорости распространения электромагнитных волн в среде. При этом непосредственным источником излучения является среда, поляризованная кулоновским полем релятивистской заряженной частицы. Однако, при рассмотрении излучения в длинноволновом диапазоне, когда характерный поперечный размер поля частицы  $\gamma\lambda$  имеет макроскопический масштаб, поле частицы будет заметно поляризовать материал среды и без непосредственного контакта частицы с веществом, вызывая при этом излучение, которое по своей природе также можно отнести к излучению Вавилова-Черенкова и отличающееся от него в той мере, как дифракционное излучение отличается от переходного. Такая геометрия излучения может быть весьма полезна для реализации средств невозмущающей диагностики пучков.

В данной работе приведены результаты экспериментальных исследований характеристик когерентного излучения Вавилова-Черенкова в миллиметровом диапазоне длин волн, которое генерировалось полем релятивистских электронов, пролетающих вблизи фторопластовой мишени. При этом из-за того, что характерный размер поля электрона сравним с размерами мишени, зависимость интенсивности излучения от размеров области излучения становится существенно контрастнее. Характерный размер поля электрона  $\gamma\lambda$  хорошо просматривается в зависимости интенсивности излучения от прицельного параметра. Угловые характеристики, однако, мало отличаются от угловых характеристик излучения Вавилова-Черенкова в традиционном его представлении.

---

\* [naumenko@npi.tpu.ru](mailto:naumenko@npi.tpu.ru)

# ОСОБЕННОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ КОЛЬЦЕВЫХ УСКОРИТЕЛЯХ

А.С. Лобко<sup>1)</sup>, О.М. Луговская<sup>1)</sup>, Э.В. Лобко<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Институт ядерных проблем БГУ, Минск, Беларусь

<sup>2)</sup>Институт радиоматериалов, Минск, Беларусь

Нами показано /1/, что при использовании кристаллической мишени оптимальной толщины для генерации параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) в низкоэнергетическом накопительном кольце типа /2/ может быть получено интегральное число квазимонохроматических фотонов ПРИ, достаточное для формирования качественных изображений в медицинской диагностике.

Однако наличие любой внутренней мишени существенно уменьшает время жизни пучка, снижая тем самым величину его среднего тока и, соответственно, количество полезных рентгеновских фотонов ПРИ. Эта проблема может быть преодолена применением комбинации поверхностного ПРИ /3/ и пористой либо щелевой кристаллической мишени. Согласно оценкам /3/, заряженная частица может излучать по механизму ПРИ при прохождении над поверхностью кристалла на макроскопических расстояниях  $\sim \gamma\lambda$ . Изготовление пористой кристаллической мишени, например кремниевой, является отработанной технологической задачей /4/. Достижимые в настоящее время параметры пористой кристаллической мишени: диаметр пор – 10 нм–1 мкм; коэффициент пористости – до 70%; толщина мишени – до 100 мкм; диаметр мишени – до 5 мм.

В докладе будут рассмотрены особенности генерации ПРИ в пористых и щелевых мишенях, приведены оценки квантового выхода с учетом реальных параметров пучка, обсуждены ограничения предложенной схемы.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Lobko A. // Abstr. Intl. Conf. "Channeling 2008" (Italy), p. 27;
2. Yamada H. // Nucl. Instr. Meth. B199 (2003) 509;
3. Барышевский В.Г., Дубовская И.Я. // В сб. Итоги науки и техники, т. 4.- М.: ВИНТИ, 1992, с. 129;
4. Beetz Ch. et al // US patent No 5997713, Dec. 7 1999

# МОДЕЛЬ ИЗЛУЧЕНИЯ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В КОНДЕНСИРОВАННОЙ СРЕДЕ В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОГО МНОГОКРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

О.А. Горбунова, П.Н. Жукова, А.С. Кубанкин, Н.Н. Насонов  
Лаборатория радиационной физики, Белгородский госуниверситет,  
г. Белгород, Россия.

Хорошо известно, что интерпретация экспериментальных данных по тормозному излучению нерелятивистских электронов с малой энергией порядка десятков кэВ в тонких (когда можно пренебречь многократным рассеянием и потерей энергии излучающих электронов) и толстых мишенях представляет собой задачи существенно различной сложности. Если в первом случае достаточно ограничиться использованием теоретически рассчитанного сечения излучения на изолированном атоме, то во втором случае приходится, как правило, использовать методы математического моделирования процесса движения и излучения электрона в мишени. В настоящей работе предпринимается попытка построения аналитической модели излучения нерелятивистских электронов в толстой мишени, причем в рамках модели учитывается как тормозной, так и поляризационный тормозной механизмы излучения, а также когерентная составляющая излучения в случае среды с упорядоченной атомной структурой. В основу модели полагается длина «свободного пробега», на которой электрон набирает угол многократного рассеяния порядка единицы. При этом процесс рассматривается как последовательность случайных «свободных» перемещений электрона, в конце которых происходит рассеяние на произвольный угол. Рассмотрено влияние многократного рассеяния на различные механизмы излучения. Установлена резкая зависимость спектра параметрического излучения электрона в слоистой среде от соотношения между длиной «свободного пробега» и длиной формирования кванта.

# СПЕКТРЫ ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ АКСИАЛЬНОМ КАНАЛИРОВАНИИ В КРИСТАЛЛАХ

А.А. Ананьева, О.В. Богданов, Ю.Л. Пивоваров

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия [ananeva\\_aa@mail.ru](mailto:ananeva_aa@mail.ru)

Излучение при аксиальном каналировании релятивистских частиц в кристаллах обычно рассматривается с использованием модельных потенциалов осей и ряда других приближений, см. /1-2/.

В работах /3-4/ для расчетов траекторий электронов и позитронов при плоскостном каналировании впервые применен пакет Mathematica 6.01. В рамках этого подхода создан компьютерный код и выполнены расчеты спектров излучения релятивистских электронов и позитронов для случая (111) плоскостного каналирования в тонких кристаллах Si и LiF.

Целью данной работы является развитие подхода с использованием пакета Mathematica 6.01 для исследования траекторий и спектров излучения релятивистских электронов при аксиальном каналировании.

Получены:

- Траектории движения релятивистских электронов с энергией 500 МэВ в кристаллах при осевом каналировании в тонких кристаллах.
- Спектры излучения электронов, движущихся по найденным траекториям.
- Усредненные (по точкам влета электронов в кристалл) спектры излучения релятивистских электронов при осевом каналировании.

Расчеты (статистика) выполнены на вычислительном кластере «СКИФ-Политех» Томского Политехнического Университета.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Baier V. N., Katkov V. M., Strakhovenko V. M. Electromagnetic Processes at High Energies in Oriented Single Crystals, World Scientific Publishing Co, Singapore, 1998.
2. Akhiezer A.I., Shu'iga N.F. High Energy Electrodynamics in Matter, Gordon and Breach, Luxemburg, 1996
3. Bogdanov O.V., Korotchenko K.B., Pivovarov Yu.L. Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2008, - № 42.
4. Bogdanov O.V., Pivovarov Yu.L. NIMB, 2008, V.266, # 17, P. 3852

# УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ В ТОНКИХ КРИСТАЛЛАХ

О.В.Богданов<sup>1)</sup>, В.И. Ефремов<sup>1)</sup>, Ю.Л. Пивоваров<sup>1)</sup>.  
<sup>1)</sup>Томский политехнический университет, г. Томск, Россия  
efremvad@yandex.ru

Представлены угловые распределения излучения отдельных частиц и пучков электронов и позитронов при прохождении через тонкий (1-10 микрон) кристалл кремния и германия. Расчеты проведены при использовании траекторий 500 – 1000 МэВ электронов и позитронов частиц, полученных в результате компьютерного эксперимента, основанного на модели бинарных столкновений /1,2/.

В отличие от /3/, исследованы не только угловые, но и спектрально-угловые распределения излучения электронов (позитронов), а также эволюция распределений излучения пучка электронов (позитронов) с изменением угла влета относительно кристаллографических осей.

Проведен сравнительный анализ с угловыми распределениями излучения, полученными с использованием модели /3/.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Dolgih V.A., Kunashenko Yu.P., Pivovarov Yu.L. Nucl. Instrum. Meth. B 2003 V 2001(1), P.253
2. Efremov V.I., and Pivovarov Yu.L. Proceedings of International Conference on Charged and Neutral Particles Channeling phenomena II: “Channeling 2006”, Proc.SPIE 6634 (2006) 66340T.
3. Artru X., Fomin S.P., Shul’ga N.F. Nucl. Instrum. Meth. B 2005, P.476

## МОДИФИЦИРОВАННАЯ СХЕМА КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ОНДУЛЯТОРА

А.А. Асланян<sup>1)</sup>, А.Г. Мкртчян<sup>1)</sup>, А.Р. Мкртчян<sup>1)</sup>, Г.К. Хачатурян<sup>1)</sup>  
П.Н. Жукова<sup>2)</sup>, А.С. Кубанкин<sup>2)</sup>, Н.Н. Насонов<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Институт прикладных проблем физики НАН Армении, г. Ереван,  
Республика Армения.

<sup>2)</sup> Лаборатория радиационной физики, Белгородский госуниверситет,  
г. Белгород, Россия.

Проблема излучения релятивистских позитронов в кристалле с периодически изогнутой атомной решеткой (кристаллическом ондуляторе) привлекает в последнее время пристальное внимание. Основные усилия были направлены до последнего времени на анализ излучения каналирующих в периодически изогнутом плоскостном канале позитронов. Недавно было указано, что ондуляторный эффект достигается и при надбарьерном движении частиц в потенциале изогнутых плоскостей. Данное обстоятельство резко расширяет область пригодных для использования толщин радиатора (для режима каналирования необходимо использовать кристаллы с толщиной, не превышающей длину деканалирования), а также позволяет использовать в качестве излучающих частиц электроны, что существенно упрощает схему источника и увеличивает ток излучающих частиц. Оказалось, что обсуждаемый подход был предложен ранее не в связи с проблемой кристаллического ондулятора, а в рамках проблемы когерентного тормозного излучения (КТИ) электронов в потенциале атомных цепочек и плоскостей, периодически деформированных акустической волной, причем основное внимание уделялось анализу, наиболее интересному с точки зрения получения интенсивного квазимонохроматического гамма-излучения случаю когерентного взаимодействия электрона с семейством атомных цепочек, лежащих в одной плоскости (эффект ряда).

Известно, что с уменьшением угла падения электрона на атомную цепочку выход излучения растет, а спектр излучения сдвигается в сторону малых энергий излучаемых фотонов, однако при этом растет угол азимутального рассеяния электрона в усредненном потенциале цепочки, что приводит к разрушению корреляций между последовательными столкновениями электрона с различными цепочками. Именно такой случай исследуется в настоящей работе в рамках приближения прямолинейной траектории (цепочки предполагаются при этом периодически изогнутыми акустической волной). Полученные результаты свидетельствуют о возможности достижения выхода излучения, превышающего выход КТИ в области малых частот при углах ориентации скорости электрона относительно оси невозмущенной цепочки, меньших угла раствора колебаний оси цепочки. Эффект достигается за счет пересечения электроном изогнутой цепочки на локальном участке, примерно параллельном скорости электрона. Особенностью рассматриваемого процесса является возможность использования электронов сравнительно небольшой энергии порядка 100 МэВ для генерации интенсивного рентгеновского излучения в области единиц и десятков кэВ.

## ВОПРОСЫ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ПУЧКОВ КОГЕРЕНТНОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Г.Л. Бочек, В.И. Кулибаба, Н.И. Маслов, В.Д. Овчинник, С.М. Потин  
ННЦ ХФТИ, г. Харьков, Украина

В работах /1-2/ исследовалась эффективность радиационного дефектообразования в кремнии пучками когерентного тормозного излучения (кти), генерируемыми в ориентированных кристаллах электронами. в данной работе приведены результаты исследования эффективности легирования кремния пучком КТИ. Для получения пучков фотонов использовались толстые кремниевый и вольфрамовый кристаллические конверторы. исследования проводились, как и в работах /1-2/, при энергии ускоренных электронов примерно 1 ГэВ. полученные результаты сравниваются с результатами исследований фотоядерного трансмутационного легирования высокоомного детекторного кремния пучком тормозного излучения электронов с энергией 30 МэВ /3/. Для оценки возможности практического применения пучков КТИ получены и приводятся в работе экспериментальные результаты генерации кти при энергиях электронов до 300 МэВ.

### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Антипенко А.П., Бочек Г.Л., Ганн В.В., Дюльдя С.В., Маслов Н.И. // Поверхность. Рентгеновские синхротронные и нейтронные исследования. 2006, № 4, с.41-46.
2. Маслов Н.И., Овчинник В.Д., Потин С.М., Торговкин А.В. // Вопросы атомной науки и техники. Сер.: ФРП и РМ, Харьков, ННЦ ХФТИ, 1996, 1(64), с.54-57.
3. Bochek G.L., Kulibaba V.I., Maslov N.I. et al. // Problems of Atomic Science and Technology. Ser.:NPI, Kharkov, NSC "KhIPT", 2, 2002, p.p. 52-54.

# ДИНАМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В КОГЕРЕНТНОМ ИЗЛУЧЕНИИ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В МОНОКРИСТАЛЛАХ ВОЛЬФРАМА

Д.А. Бакланов, И.Е. Внуков, Ю.В. Жандармов, Р.А. Шатохин  
Белгородский госуниверситет, г. Белгород, Россия

Приведены результаты обработки серии экспериментов по исследованию выхода рентгеновского излучения с энергией  $\omega \sim \gamma \omega_p$ , генерируемого электронами с энергией 500 МэВ в ориентированных монокристаллах вольфрама разной толщины /1,2/, выполненных на томском синхротроне с помощью кристалл-дифракционных спектрометров на основе мозаичных кристаллов пиролитического графита. Предложена методика расчета дифракционного подавления выхода тормозного излучения в направлении прямо вперед, учитывающая изменение отражающей способности из-за сильного поглощения излучения в кристалле, удовлетворительно описывающая результаты измерений.

Обсуждается влияние вклада дифракции в зарегистрированные ориентационные зависимости выхода параметрического рентгеновского излучения под малыми углами к скорости частицы в кристалле вольфрама (ПРИ вперед) в эксперименте /2/. Анализируется сходство и различие в проявлении ПРИ вперед в экспериментах /2/ и /3/, выполненных для близких энергий фотонов на одном и том же кристалле вольфрама с помощью различающихся экспериментальных методик для разных энергий электронов.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Адищев Ю.Н. и др. // Ядерная физика, 2001, Т.64, вып. 5, с.1.
2. Алейник А.Н.и др. // Письма в ЖЭТФ, 2004, Т.80, вып. 6, с. 447.
3. Backe H. et al. // Proc. SPIE, 2006, Vol. 6634, 66340Z  
(arXiv:physics/0609151 v1 18 Sep 2006).

# О СООТНОШЕНИИ ВЫХОДОВ ПРИ ВБЛИЗИ НАПРАВЛЕНИЯ БРЭГГА И ПРИ ВДОЛЬ СКОРОСТИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОНА В ГЕОМЕТРИИ ЛАУЭ

С.В. Блажевич<sup>1)</sup>, А.В. Носков<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Белгородский госуниверситет, г. Белгород, Россия.

<sup>2)</sup> Белгородский университет потребительской кооперации,  
г. Белгород, Россия.

В работе на основе динамической теории дифракции /1/ рассматриваются параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) и параметрическое рентгеновское излучения под малым углом к скорости релятивистского электрона (ПРИВ), пересекающего монокристаллическую пластинку в геометрии рассеяния Лауэ. Получены аналитические выражения для спектрально-угловой плотности данных излучений в общем случае асимметричного отражения. В работе выявлено, что при фиксированном угле между скоростью электрона и системой дифрагирующих атомных плоскостей кристалла ( $\theta_B$ ) и постоянном пути электрона в кристаллической пластинке соотношение выходов ПРИ и ПРИВ существенно зависят от угла между отражающими атомными плоскостями и поверхностью кристаллической пластинки  $\delta$ , то есть от асимметрии отражения. Показано, что при уменьшении параметра  $\varepsilon = \sin(\delta + \theta_B) / \sin(\delta - \theta_B)$ , то есть при увеличении угла падения ( $\delta - \theta_B$ ) электрона на кристаллическую пластинку спектрально-угловая плотность ПРИ падает, а ПРИВ соответственно возрастает и может даже превысить плотность ПРИ.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Пинскер З.Г. Динамическое рассеяние рентгеновских лучей в идеальных кристаллах. - М.: Наука, 1974, с. 368.

## ВКЛАДЫ ПЕРЕХОДНОГО И ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВПЕРЕД В ГЕОМЕТРИИ ЛАУЭ

С.В. Блажевич<sup>1)</sup>, А.В. Носков<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Белгородский госуниверситет, г. Белгород, Россия.

<sup>2)</sup> Белгородский университет потребительской кооперации,  
г. Белгород, Россия.

Рассматривается ПРИ вдоль скорости релятивистского электрона в отношении к фону переходного излучения. Показано, что это отношения может резко изменяться в зависимости от степени асимметрии отражении. Полученные результаты могут быть использованы для экспериментального исследования ПРИВ.

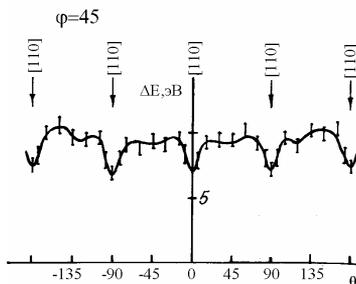
# ИССЛЕДОВАНИЕ ОРИЕНТАЦИОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ СПЕКТРОВ ХПЭЭ, ПРОШЕДШИХ ЧЕРЕЗ ТОНКИЕ ПЛЕНКИ Cu и Ag.

З.А.Исаханов  
Институт электроники им. У.А.Арифова АН РУз,  
Ташкент, Узбекистан

При исследовании спектров характеристических потерь энергии электронами (ХПЭЭ), прошедшими через тонкие пленки Cu(100) и Ag(100), обнаруживается интенсивный пик, связанный с объемным плазмонным колебанием валентных электронов (ПКВЭ). Толщина пленки ~400Å, энергия электронов  $E_p=7\text{кэВ}$ , угол падения  $\varphi=45^\circ$  по отношению нормали к поверхности. При этом плоскость падения электронов совпала с плоскостью кристалла {001}, а поворот его по азимуту осуществлялся вокруг оси  $\langle 001 \rangle$ .

Обнаружено, что при азимутальных углах поворота кристалла  $\theta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ, 180^\circ$  наблюдается сдвиг максимума объемного плазмона с потерей  $\Delta E = 9,8 \text{ эВ}$  в область меньших потерь энергии спектра в среднем на 1,5-2 эВ (рис.1). Здесь необходимо отметить, что обнаруживаемые сдвиги максимума наиболее ярки и заметны при азимутальных углах  $0^\circ, 90^\circ$  и  $180^\circ$ .

В случае ГЦК решетки, поворот кристалла вокруг оси  $\langle 001 \rangle$  на азимутальные углы  $\theta = 0^\circ, 90^\circ, 180^\circ$  приводит к тому, что в этих углах направление пучка совпадает с направлением [110] кристалла. А поворот на азимутальные углы  $\theta = 45^\circ, 135^\circ$  приводит к совпадению направления пучка с плоскостью {110} кристалла. В указанных направлениях кристалла, плотность электронных состояний несколько меньше, чем вблизи ионных остовов, находящихся в узлах решетки. Характер изменения кривой здесь



только отражает влияние кристаллической структуры простреливаемой пленки на величину потери обусловленной плазмонным колебанием электронной плотности. Аналогичные результаты были получены в случае прострела пленки Ag(100). Таким образом исследование спектров ХПЭЭ от кристаллической структуры, позволяет установить, что уменьшение потерь, связанных с объемным плазмонным колебанием валентных электронов, обусловлено малой плотностью этих колебаний вдоль осей каналов, плоскостей и подобные исследования позволяют оценить плотности электронных состояний вдоль различных направлений кристалла.

# РЕНТГЕНОВСКИЙ ИСТОЧНИК НА ОСНОВЕ КОМПАКТНОГО ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ С ТОНКИМ АНОДОМ

Е.А. Созонтов<sup>1,2)</sup>, В.В. Сафронов<sup>1)</sup>, Г. Гутман<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> НИЦ КМ Института кристаллографии РАН, г. Калуга, Россия

<sup>2)</sup> Advanced X-Ray Technology, Inc., Birmingham, MI 48009, USA

Линейные ускорители электронов в настоящее время применяются в медицине, а также для неразрушающего контроля различных материалов и объектов. При этом может использоваться как пучок высокоэнергетических электронов непосредственно, так и тормозное рентгеновское излучение (*bremstrahlung*), возбуждаемое при взаимодействии ускоренных электронов с материалом массивной мишени.

Цель данной работы состояла в разработке, тестировании и анализе физических характеристик экспериментальной установки, использующей компактный линейный ускоритель электронов (LINAC) с ультратонким (10–30 мкм) анодом в качестве источника рентгеновского излучения для возможного использования в рентгеновских дифракционных экспериментах, а также для применений в медицине.

Компактный LINAC, в отличие от обычной рентгеновской трубки, способен ускорять электроны до энергий от нескольких единиц МэВ до нескольких десятков МэВ и обладает более высокой эффективностью преобразования энергии электронов в энергию рентгеновского излучения. Кроме того, при прохождении коллимированного пучка релятивистских электронов через тонкую мишень, генерируется пучок рентгеновского излучения, концентрированный вдоль направления электронного пучка. Расходимость рентгеновского пучка можно оценить как  $1/\beta$ , где  $\beta$  – релятивистский фактор, определяемый отношением энергии ускоренных электронов к энергии покоя. Для 4 МэВ электронов  $\beta = 8$  и расходимость пучка рентгеновского излучения составляет примерно  $7^\circ$ , в отличие от обычной рентгеновской трубки, где рентгеновское излучение распространяется в угле  $4\pi$  стерадиан.

В работе приводится детальное описание экспериментальной установки, включающей компактный (длина примерно 40 см, диаметр ускорительного канала примерно 5 см) LINAC (энергия 2,5 МэВ), специально разработанную ловушку электронов для разделения электронного и рентгеновского пучков, автоматизированный рентгеновский гониометр. Приводятся и анализируются результаты тестирования отдельных узлов, результаты детектирования дифрагированного кристаллом пиролитического графита (002) рентгеновского излучения, а также рассчитанные методом Монте-Карло с использованием пакета GEANT интенсивности генерируемого рентгеновского излучения.

## ФЕМТОСЕКУНДНАЯ ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА В МИКРОКАНАЛЕ КРИСТАЛЛА $\text{CaF}_2$ И ЭФФЕКТИВНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В.М. Гордиенко<sup>1)</sup>, И.А. Макаров<sup>1)</sup>, В.П. Петухов<sup>2)</sup>, А.С. Хоменко<sup>1)</sup>  
<sup>1)</sup>МГУ им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия  
<sup>2)</sup>Научно-исследовательский институт ядерной физики  
им. Д.В. Скобельцына, МГУ, Москва, Россия

Взаимодействие высокоинтенсивного фемтосекундного лазерного излучения с твердотельной мишенью приводит к формированию горячей плазмы (ФЛП), которая является источником высокоэнергетических электронов, ответственных за генерацию характеристического излучения. По мере формирования микроканала температура горячих электронов может увеличиваться, при этом увеличивается и выход характеристического излучения.

Цель данной работы – измерение эффективности преобразования лазерного излучения с интенсивностью  $I \approx 2 \cdot 10^{15}$  Вт/см<sup>2</sup> (длина волны 1.24 мкм, длительность импульса 140 фс) в излучение К-линии Са из высокотемпературной плазмы, зажигаемой в микроканале кристалла  $\text{CaF}_2$ .

Мишень находилась при стандартных атмосферных условиях и облучалась последовательностью фемтосекундных лазерных импульсов при нормальном падении на ее поверхность. Выход излучения К-линии Са регистрировался пропорциональным счётчиком. Энергетическое разрешение счётчика на энергии 5.9 кэВ ( $\text{Fe}^{55}$ ) не хуже 20 %. Одновременно с помощью калиброванного ФЭУ со сцинтиллятором NaI измерялся полный выход рентгеновского излучения в диапазон  $E > 2.5$  кэВ для контроля процесса формирования микроканала. По мере формирования микроканала в зависимости величины выхода рентгеновского излучения от номера выстрела имеется максимум с переходом в стадию монотонного спада. После основной фазы формирования микроканала (выход рентгеновского излучения спадал до уровня шумов) мишень смещалась на 100 мкм.

Получено, что эффективность преобразования фемтосекундного лазерного излучения в характеристическое рентгеновское (энергия  $\approx 3.7$  кэВ) в микроканале кристалла  $\text{CaF}_2$  составляла порядка  $10^{-7}$ . Проводится сравнение величины выхода характеристического излучения из микроканала в кристалле по сравнению с величиной выхода этого же излучения с поверхности.



**Секция III**

**РАССЕНИЕ, РАСПЫЛЕНИЕ И ЭМИССИЯ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ**



# РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ РАСПЫЛЕНИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ КЛАСТЕРОВ МЕДИ НА ПОДЛОЖКЕ ГРАФИТА НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ДИМЕРАМИ $\text{Cu}_2$

Г.В. Корнич<sup>1)</sup>, Г. Бетц<sup>2)</sup>, Вал. Г. Корнич<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup>Запорожский национальный технический ун-т,  
г. Запорожье, Украина

<sup>2)</sup>Inst. fur Allgemeine Physik, Technische Universitaet Wien,  
Wien, Austria

<sup>3)</sup>Санкт-Петербургский государственный ун-т,  
Санкт-Петербург, Россия

В последнее десятилетие появились исследования, констатирующие активизация столкновительных процессов вблизи поверхности при взаимодействии твердотельных мишеней с многоатомными частицами, как например, фуллеренами, атомными кластерами, тяжелыми молекулами по сравнению с одноатомными частицами при тех же, в основном, кэВ-ных энергиях. Существенно больший выход распыления в случае многоатомных налетающих частиц по сравнению с одноатомными при прочих равных условиях - одно из экспериментально регистрируемых проявлений этой активизации.

Недавно нами было показано /1/, что существенно больший выход распыления в случае налетающих димеров  $\text{Cu}_2$  по сравнению с удвоенным выходом распыления для налетающих мономеров  $\text{Cu}$  обусловлен, в первую очередь, пространственным наложением столкновительных атомных процессов, вызванных обоими атомами налетающего димера. Потери же привносимой энергии в кластерах для обоих типов бомбардирующих частиц с учетом ее удвоения для налетающих мономеров  $\text{Cu}$  оказались, практически, идентичными.

В настоящей работе на основе молекулярно-динамической модели /1/ рассмотрено распыление уединенных кластеров, отличающихся по размерам и состоящих из 13, 27, 39, 75 и 195 атомов меди на поверхности графита, димерами  $\text{Cu}_2$  с энергиями 100, 200 и 400 эВ. Результаты сравниваются с ранее полученными расчетными данными бомбардировки аналогичных мишеней ионами  $\text{Xe}$  /2/ и распыления кластеров одноатомными частицами  $\text{Cu}$  с энергиями 50, 100 и 200 эВ. Обсуждается влияние характерных размеров в модельной атомной системе на процесс распыления.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Корнич Вал.Г., Бетц Г., Корнич Г.В. // ПЖТФ. 2008. Т.34. N12, С.21.
2. Kornich G.V., Betz G., Zaporozhchenko V., Pugina K.V. // Surface Science. 2007. V.601. P.209.

## РОЛЬ НЕЛИНЕЙНЫХ КАСКАДОВ СТОЛКНОВЕНИЙ В МОЛЕКУЛЯРНОМ ЭФФЕКТЕ В КРЕМНИИ

П.А. Карасёв<sup>1)</sup>, А.И. Титов<sup>1)</sup>, А.Ю. Азаров<sup>2)</sup>, С.О. Кучеев<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup> Государственный политехнический университет,  
г. Санкт-Петербург, Россия

<sup>2)</sup> Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden

<sup>3)</sup> Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, USA

Облучение полупроводников молекулярными и кластерными ионами приводит к усиленному образованию структурных нарушений в области, где имеет место перекрытие каскадов, создаваемых атомами, которые составляют подобный ион. Это явление называют молекулярным эффектом (МЭ). Под эффективностью МЭ на данной глубине понимается отношение концентрации устойчивых нарушений на этой глубине, созданных одним молекулярным ионом, к суммарной концентрации таких нарушений, произведённых всеми его компонентами, падающими на поверхность в случайных точках. Методика количественных оценок плотности смещений и, соответственно, количественного расчёта эффективности МЭ пока ещё разработаны недостаточно. В настоящей работе предлагается новый метод оценки эффективности МЭ и сравнивается с экспериментальными данными, опубликованными ранее.

Наш алгоритм основан на трёхмерном анализе каскадов смещений, рассчитанных TRIM. Каскады смещений, создаваемые молекулярным ионом, моделировались сложением необходимого количества каскадов атомарных ионов, случайным образом выбираемых из базы данных. Образец разделялся на кубические ячейки с ребром 2.5 нм. Для определения концентрации устойчивых нарушений была принята пороговая зависимость. Если концентрация вакансий в ячейке выше некоторой критической  $n_c$ , то относительная концентрация устойчивого повреждения в ней предполагалась равной единице (ячейка аморфизуется), а если меньше, то – нулю. Эффективность МЭ на данной глубине рассчитывалась как отношение количества аморфизованных ячеек для молекулярного каскада к их числу для соответствующего количества независимо взятых атомарных каскадов.

Сравнение результатов расчётов с экспериментальными данными для кремния показало, что этот алгоритм достаточно адекватно описывает экспериментальные результаты. Установлено, что при облучении Si ионами  $PF_n$  при  $n = 2$  МЭ возникает из-за процессов только нелинейного вторичного дефектообразования / динамического отжига устойчивых дефектов, а при  $n = 4$  начинает сказываться и нелинейность каскадов смещений.

Работа поддержана грантами РФФИ 08-08-00585 и 09-08-92657. Work at LLNL was performed under the auspices of the U.S. DOE by LLNL under Contract DE-AC52-07NA27344.

# ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ПРОДУКТОВ РАДИАЦИОННОЙ КАРБОНИЗАЦИИ ПОЛИВИНИЛИДЕНФТОРИДА МЯГКИМ РЕНТГЕНОВСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ И ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКОЙ

С.С. Чеботарев<sup>1)</sup>, А.В. Вязовцев<sup>2)</sup>, Н.С. Кравец<sup>2)</sup>, И.И. Беспаль<sup>1)</sup>,  
А.М. Кувшинов<sup>1)</sup>, Л.А. Песин<sup>1)</sup>, И.В. Грибов<sup>3)</sup>, Н.А. Москвина<sup>3)</sup>,  
В.Л. Кузнецов<sup>3)</sup>, С.Е. Евсюков<sup>4)</sup>

<sup>1)</sup>Челябинский государственный педагогический университет,  
г. Челябинск, Россия

<sup>2)</sup>Южно-Уральский государственный университет,  
г. Челябинск, Россия

<sup>3)</sup>Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

<sup>4)</sup>Evonik Technochemie GmbH, Dossenheim, Germany

Проведена серия экспериментов по карбонизации поверхности пленки поливинилиденфторида (ПВДФ) [1] двумя способами: воздействием  $AlK_{\alpha}$  фотонов и бомбардировкой ионами  $Ag^{+}$  с энергией 600 эВ с последовательным накоплением дозы до  $1,1 \cdot 10^{18}$  ион/см<sup>2</sup>. Бомбардировка ионами чередовалась с измерением фотоэлектронных спектров образца в различных диапазонах энергий связи. Методика измерений аналогична описанной в [1]. Проведен сравнительный анализ формы РФЭ и оже спектров модифицированного слоя ПВДФ. В качестве характеристики степени карбонизации образцов использовалось значение остаточной концентрации фтора.

Разработаны оригинальные методы параметризации формы  $C1s$  и  $C KVV$  спектров, исследована динамика изменения этих параметров в процессе радиационной карбонизации различными видами ионизирующего воздействия.

Полученные результаты демонстрируют, что форма спектров электронной эмиссии модифицированного слоя пленки существенно различна для случаев облучения  $AlK_{\alpha}$  фотонами и ионами  $Ag^{+}$ . В приповерхностных нанослоях пленок ПВДФ, карбонизованных ионами, преобладают углеродные структуры с  $sp^2$  гибридизацией валентных электронов. При облучении фотонами мягкого рентгеновского излучения доминирующий тип гибридизации в карбонизованном слое отличается от  $sp^2$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Chebotaryov S.S., *et al.* Modification of X-ray excited photoelectron and C KVV Auger spectra during radiative carbonization of poly(vinylidene fluoride) // *Physica E: Low dimensional systems and nanostructures.* Elsevier science. 2007. V 36 (2). – P. 184-189.

# ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ИОННО-ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ И СТРУКТУРНО-МОРФОЛОГИЧЕСКИЕ ИЗМЕНЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ВЫСОКООРИЕНТИРОВАННОГО ПИРОГРАФИТА

Андрианова, А.М. Борисов, Е.С. Машкова, М.А. Тимофеев  
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Приводятся результаты измерения температурных зависимостей коэффициента  $\gamma$  кинетической ионно-электронной эмиссии базисной плоскости высокоориентированного пирографита марки УПВ-1Т при различных углах ( $\theta = 0 - 80^\circ$ ) падения ионов  $\text{Ag}^+$  энергии 30 кэВ с флюенсами  $10^{18} - 10^{19}$  ион/см<sup>2</sup> в диапазоне температур от  $-180^\circ\text{C}$  до  $400^\circ\text{C}$ . Анализ поверхности производили при помощи дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО), растровой электронной микроскопии (РЭМ), атомно-силовой микроскопии (АСМ) и лазерной гониофотометрии (ЛГФ). Зависимости  $\gamma(T)$  найдены отличающимися от случаев облучения поликристаллических графитов ионами  $\text{Ag}^+$  и  $\text{N}_2^+/1/$ . Так, при нормальном падении ионов ( $\theta = 0^\circ$ ) температурные зависимости  $\gamma(T)$  для поликристаллических графитов показывают ступенчатый рост выхода электронов при некоторой температуре динамического отжига  $T_a$ , тогда как для квазикристалла УПВ-1Т  $\gamma(T)$  содержит узкий пик при температуре  $150^\circ\text{C}$ , затем монотонный рост до  $\sim 300^\circ\text{C}$  с последующим уменьшением выхода электронов. Анализ транспорта электронов, основанный на теории Парилиса-Кишиневского, показал, что скачкообразный характер зависимостей  $\gamma(T)$  для поликристаллических графитов связан в основном с изменением длины свободного пробега вторичных электронов по мере упорядочения структуры решетки при увеличении температуры, при которой происходит облучение. В рассматриваемом случае ДБЭО показала, в отличие от поликристаллических графитов, отсутствие полной аморфизации облучаемой поверхности при низких температурах и более полное восстановление исходной структуры при повышенных температурах облучения. Это определяет как возможность влияния изменения числа столкновений бомбардирующих ионов с атомами мишени на процесс образования вторичных электронов, так и усиливающееся влияние на транспорт электронов анизотропии проводимости, характерной для кристаллического графита. Кроме того, анализ данных РЭМ, АСМ и формы распределения локальных углов падения ионов на топографические элементы базовой грани УПВ-1Т, модифицированной высокодозным облучением, при помощи ЛГФ показывает более сильное влияние морфологии поверхности, развивающейся с увеличением температуры мишени, на выход электронов, чем для поликристаллических графитов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Борисов А.М., Виргильев Ю.С., Машкова Е.С.// Поверхность. Рентген., синхротр. и нейтр. исслед. 2008. №1. С. 58.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕСОРБЦИИ НАНОКЛАСТЕРОВ ЗОЛОТА,  
ОСАЖДЁННЫХ НА ПОВЕРХНОСТЬ (111) Al и Au, ПРИ  
БОМБАРДИРОВКЕ ИОНАМИ Au<sub>1</sub> И КЛАСТЕРАМИ Au<sub>400</sub> МЕТОДОМ  
КЛАССИЧЕСКОЙ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

Е.Е.Журкин

С.-Петербургский Государственный Политехнический Университет,  
Санкт-Петербург, Россия

В представленной работе обсуждаются механизмы десорбции осажденных на подложку золотых нанокластеров при ионной и кластерной бомбардировке в низкоэнергетическом режиме (т.е. в режиме преобладания упругого торможения). Ранее в работах /1,2/ было показано, что с вероятностью ~10% облучаемый нанокластер может быть десорбирован при прямом ударе налетающего снаряда за счёт “эффекта отдачи”.

В настоящей работе с помощью метода классической молекулярной динамики проведено компьютерное моделирование непрямого удара бомбардирующих частиц (когда частица-снаряд внедряется в подложку вблизи осажденного нанокластера, непосредственно не задевая его). В качестве частиц-снарядов рассмотрены ионы и кластеры Au<sub>N</sub> (при N=1, 400) с энергиями (0,18-40) кэВ/атом. В качестве мишеней использовались золотые нанокластеры сферической формы (диаметром 6 нм), осаждённые на подложку Al(111) либо Au(111). Показано, что не прямой удар не приводит к десорбции нанокластера с подложки Al во всех рассмотренных случаях, тогда как десорбция с подложки Au происходит достаточно эффективно в том случае, когда возникающий при внедрении налетающей частицы тепловой пик затрагивает область контакта между подложкой и осажденным на ней нанокластером.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Журкин Е.Е. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2008, №3 С. 27
2. Журкин Е.Е.// Тезисы докладов XXXVIII международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами (Москва, 27-29 мая 2008 г.). Под ред. А.Ф. Тулинова. – М., Университетская книга, 2008, 203 С. – С.97

# НАИБОЛЕЕ ВЕРОЯТНЫЕ И СРЕДНИЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ПУЧКА МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ СРЕДНИХ И НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ В ВЕЩЕСТВЕ ПРИ МНОГОКРАТНОМ РАССЕЯНИИ

Н.Н.Михеев

Научно-исследовательский центр “Космическое материаловедение”  
института кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН,  
г. Калуга, Россия

Представлены результаты статистического моделирования дискретного процесса многократного неупругого рассеяния для нахождения наиболее вероятных и средних потерь энергии пучка заряженных частиц (электронов и протонов), прошедших слой вещества заданной толщины. Предлагаемый подход основан на определении наиболее вероятной потери энергии при однократном малоугловом рассеянии, учете влияния на эту величину статистической вероятности многократного рассеяния и нахождении среднего числа неупругих взаимодействий для частиц в пленке известной толщины. Для частиц низких энергий учтена зависимость теряемой частицей энергии при взаимодействии с атомным электроном от их относительного движения. Дается новая трактовка параметра  $J$  в логарифмическом члене аналитических выражений для средних и наиболее вероятных энергетических потерь заряженных частиц и схема его расчета как средней потенциальной энергии атомных электронов. Приводятся результаты расчета  $J$  для элементов от  ${}^1\text{H}$  до  ${}^{92}\text{U}$ , выполненные на основе известных значений энергии связи атомных электронов [1] и в предположении справедливости теоремы вириала для системы частиц, взаимодействующих по закону Кулона. Проводится сопоставление расчетов наиболее вероятных и средних потерь энергии, проведенных с использованием полученных аналитических зависимостей, и экспериментальных данных в  ${}^{13}\text{Al}$  (для электронов: в диапазоне энергий 200 эВ – 20 кэВ; для протонов: 1кэВ – 10 МэВ), а также сравнение значений  $J$  и  $J/Z$  с результатами расчетов величины параметра  $J$  как средней энергии возбуждения [2,3] и с экспериментальными значениями этих величин, используемыми в научной литературе.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Зигбан К. и др. Электронная спектроскопия. - М: Мир, 1971, 494 с.
2. Brandt W. // Phys.Rev. 1957. V.104. P.691.
3. Chu W.R., Powers D. // Phys.Lett.1972. V.40A. P.23-25.

## ПРИМЕНЕНИЕ ЯОР ПРОТОНОВ ДЛЯ ЭЛЕМЕНТНОГО АНАЛИЗА НИТРОЦЕМЕНТОВАННОЙ МАЛОУГЛЕРОДИСТОЙ СТАЛИ

П.Н. Белкин<sup>1)</sup>, А.М. Борисов<sup>2)</sup>, В.Г. Востриков<sup>2)</sup>, И.Г. Дьяков<sup>1)</sup>,  
Т.Л. Мухачева<sup>1)</sup>, Е.А. Романовский<sup>2)</sup>, М.В. Серков<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>КГУ им. Н. А. Некрасова, г. Кострома, Россия

<sup>2)</sup>НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Приводятся результаты изучения модифицирования сталей 10 и 20 совместным насыщением азотом и углеродом при анодном электролитном нагреве, который проводили в цилиндрической осесимметричной камере с продольным обтеканием электролитом образцов-анодов диаметром 10 мм и длиной 10 мм. Электролитом служил водный раствор карбамида (20 %) и хлорида аммония (10 %). Температуру  $T$  нагрева варьировали от 650 до 950 °С, время обработки - от 3 до 10 минут. После отключения напряжения образцы охлаждались в электролите от температуры насыщения. Исследования модифицированного слоя включали элементный анализ методом спектromетрии ядерного обратного рассеяния (ЯОР) протонов энергии 7–8 МэВ на циклотроне НИИЯФ МГУ, металлографический анализ на микроскопе ЕС МЕТАМ РВ-21, оптическую микроскопию на микроскопе Axiostar plus Zeiss, рентгеновский анализ на дифрактометре ДРОН-4, измерения микротвердости на приборе ПМТ-3М.

Найдено, что анодное насыщение сталей приводит к формированию структуры поверхностного слоя, содержащего оксидную и карбонитридную зоны, а также обогащенный мартенситом подслоем за счет закалки в электролите. Оксидный слой толщиной 5 - 9 мкм затрудняет выявление других элементов. Их анализ методом ЯОР проводили после удаления оксидного слоя. При  $T = 650$  °С более интенсивно идет диффузия азота. Его концентрация достигает 12 ат. % в поверхностном слое толщиной 5 мкм после насыщения в течение 7 мин и уменьшается до 7–8 ат. % при 750–850 °С. При повышении  $T$  от 650 °С усиливается диффузия углерода, подавляющая диффузию азота. Причиной этого является фазовое превращение при  $T = 727$  С феррита в аустенит. Растворимость углерода по мере аустенитизации резко возрастает, что ускоряет его диффузию. Наоборот, азот в феррите диффундирует в 50 раз быстрее. Концентрация углерода в слое толщиной 5 мкм составляет 9 – 11 ат. % при всех изученных температурах. По данным рентгеновского анализа этот слой содержит карбонитриды  $\epsilon$ -Fe<sub>x</sub>(NC) после обработки при  $T = 650$  °С и его следы после насыщения при 750 °С. Увеличение  $T$  от 650 до 850 °С приводит к росту толщины слоя с концентрацией углерода более 2 ат.% до 20 мкм.

Работа выполнена по плану НИР КГУ им. Н. А. Некрасова при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ и гранта Президента РФ НШ-485.2008.2 для ведущих научных школ.

# ПРИМЕНЕНИЕ СПЕКТРОМЕТРИИ ЯОР ПРОТОНОВ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ХИМИЧЕСКОГО СОСТАВА НАНОСТРУКТУРИРОВАННЫХ КАРБОНИТРИДОВ И НИТРИДОВ БОРА

О.В. Беспалова<sup>1)</sup>, А.М. Борисов<sup>1)</sup>, В.Г. Востриков<sup>1)</sup>, С.М. Кузьмин<sup>2)</sup>,  
В.И. Парфенюк<sup>2)</sup>, Е.А. Романовский<sup>1)</sup>, М.В. Серков<sup>1)</sup>, С.В. Силкин<sup>2)</sup>,  
<sup>1)</sup>НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

<sup>2)</sup>Институт химии растворов РАН, г. Иваново, Россия

Материалы на основе наночастиц нитрида бора являются перспективными объектами для создания новых полупроводников, сегнетоэлектриков, сверхпроводников. Возможности радиационного применения нитрида бора в качестве материала для получения керамики, защитных и инструментальных покрытий также зависят от размера и морфологии частиц. Широкое применение наноструктурных материалов сдерживается низкой производительностью методов их получения. В связи с этим актуальной задачей в настоящее время является создание эффективных методов синтеза подобных структур. В данной работе показаны возможности метода, разработанного в Институте химии растворов РАН и основанного на атомизации реагентов дуговым разрядом и последующей конденсации пара в химически инертной среде (He) для синтеза гибридных  $B_xN_yC_z$  и неорганических  $B_xN_y$  наноструктур. Electroдами служили графитовые стержни с отверстием, которое заполняли смесью реагентов (меламин и борная кислота). Для удаления из собранного вещества углерода его подвергали окислению на воздухе. При анализе образцов применяли методы электронной микроскопии и термогравиметрии.

Элементный анализ проводили с помощью метода спектрометрии ядерного обратного рассеяния (ЯОР) протонов. Широкие перекрывающиеся резонансы функций возбуждения упругого рассеяния протонов ядрами легких элементов обеспечивают повышенную чувствительность метода ЯОР для В, С, N и О. Спектрометрию ЯОР протонов с начальной энергией 7.7 МэВ проводили на циклотроне НИИЯФ МГУ. Пучок протонов направляли на мишень исследуемого вещества в виде спрессованной в стальной шайбе таблетки и закрытой сверху танталовой фольгой толщиной 10 мкм. Кроме конструктивного назначения, танталовая фольга обеспечивает мониторинг протонного облучения. Рассеянные мишенью протоны регистрировали полупроводниковым детектором под углом  $160^\circ$  относительно направления первичного пучка протонов.

Применение совокупности элементного анализа и термогравиметрии позволяет утверждать, что в результате плазмохимического синтеза и последующего контролируемого окисления продуктов происходит образование частиц нитрида бора. Регистрируемый в спектрах ЯОР кислород обусловлен окислением бора, процессом который необходимо минимизировать выбором параметров термоокисления.

# О ФОКУСИРОВКЕ АТОМОВ, РАСПЫЛЕННЫХ С ГРАНИ (111) Ni, В СЛУЧАЕ ГАУССОВЫХ ПУЧКОВ ЭМИТИРУЕМЫХ АТОМОВ

В.И. Шпиньков, В.Н. Самойлов

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

В работе продолжено исследование распределения распыленных атомов по полярному и азимутальному углам и энергии. Расчеты были проведены в рамках модели /1/. Были использованы потенциал взаимодействия Борна-Майера и плоский потенциальный барьер. Рассматривалась эмиссия пучка атомов, распределенных по Гауссу по  $\cos\vartheta_0$  и  $\varphi_0$  (см. также результаты /2/), из узла на поверхности грани (111) Ni в двух плотноупакованных направлениях  $\langle 001 \rangle$  и  $\langle 011 \rangle$ :

$$F_0(\cos\vartheta_0, \varphi_0, E_0) = \exp[-(\cos\vartheta_0 - \cos\theta)^2 / (2\delta_1^2)] \exp[-(\varphi_0 - \varphi)^2 / (2\delta_2^2)] / E_0^2.$$

Для этих направлений угол  $\theta$  составлял  $\sim 55^\circ$  и  $\sim 35^\circ$  соответственно.

При эмиссии с грани (111) Ni в направлении  $\langle 001 \rangle$  наблюдается немонотонный сдвиг максимума дифференциального по энергии полярного распределения распыленных атомов с ростом энергии для начальных распределений различной ширины, в отличие от направления  $\langle 011 \rangle$  и от ранее полученных результатов для эмиссии с грани (001) Ni /2/. Для них сдвиг максимума менялся с ростом ширины начального распределения эмитируемых атомов с монотонного (в направлении нормали к поверхности с ростом энергии распыленных атомов) на немонотонный (с ростом энергии в направлении нормали к поверхности, которое затем сменяется на противоположное).

Для всех рассмотренных случаев эмиссии атомов с грани (111) Ni наблюдается фокусировка пучка эмитируемых атомов по полярному углу, что является важным отличием от результатов, полученных для эмиссии с грани (001) Ni, для которой наблюдалась дефокусировка пучка по полярному углу при малой ширине начального распределения.

Полученные результаты также указывают на важную роль исследованного ранее механизма блокировки /1/ в формировании наблюдаемого полярного распределения распыленных атомов для эмиссии атомов с грани (111) Ni. Во всех рассмотренных случаях процент сильно заблокированных атомов в направлении максимума полярного распределения находится в диапазоне от 58,6% до 99,7%.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Самойлов В.Н., Корсакова О.С., Елесин В.А. // Известия РАН. Сер. физ., 2000, т. 64, № 4, с. 821.
2. Шпиньков В.И., Самойлов В.Н. // Труды 18-й Международной конф. "Взаимодействие ионов с поверхностью". - М.: Изд-во МАТИ, 2007, т. 1, с. 205.

# ОПРЕДЕЛЕНИЕ КИНЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МНОГОАТОМНЫХ ЧАСТИЦ С ПОВЕРХНОСТЬЮ ТВЕРДЫХ ТЕЛ.

Г.Т. Рахманов  
ИЭ АН РУ, г. Ташкент, Узбекистан

Поверхностная ионизация представляет термически равновесный процесс десорбции ионов и нейтральных частиц с поверхности твердого тела и позволяет получать сведения о свойствах ионизирующей поверхности в области малодоступных другими методами высоких характеристик взаимодействия частиц с поверхностью твердого тела [1-2].

В настоящей работе приведены результаты рассмотрения нестационарных процессов поверхностной ионизации применительно к исследованию диссоциативной поверхностной ионизации по выявлению критериев определения кинетических характеристик как термодесорбции частиц в ионном и нейтральном состояниях по отношению их термодесорбции, так и гетерогенной реакции диссоциации исходных молекул на поверхности.

Приведены экспериментальные результаты, полученные при адсорбции двухатомных молекул щелочно-галогидных солей поверхностях и многоатомных молекул органических соединений на монокристаллических и окисленных поверхностях тугоплавких металлов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Rasulev U.Kh. and Zandberg E.Ya. Surface ionization of organic compounds and it's application // Progress in Surface Science. 1988. - v. 28, №3/4. - P. 181-412.
2. Rakhmanov G.T., Rasulev U.Kh., Saidumarov I.M. Application of surface ionization to determine rate constant and activation energy of dissociation reactions of nitrogen base polyatomic molecules on W oxides, //Surface and Interface Analysis. - 2006. - Vol. 38, - P. 219-223

## ИЗМЕНЕНИЕ НАПРЯЖЕНИЙ В АЛМАЗОПОДОБНЫХ ПЛЕНКАХ ПРИ ИХ ОБЛУЧЕНИИ БЫСТРЫМИ ИОНАМИ

П.А. Карасёв<sup>1)</sup>, О.А. Подсвиров<sup>1)</sup>, А.Я. Виноградов<sup>2)</sup>, А.Ю. Азаров<sup>1)</sup>,  
Н.Н. Карасёв<sup>3)</sup>, А.С. Смирнов<sup>1)</sup>, А.И. Титов<sup>1)</sup>, К.В. Карабешкин<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Государственный политехнический университет,  
г. Санкт-Петербург, Россия

<sup>2)</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе,  
г. Санкт-Петербург, Россия

<sup>3)</sup> Государственный университет информационных технологий,  
механики и оптики, г. Санкт-Петербург, Россия

Алмазоподобные углеродные плёнки (DLC) обладают множеством замечательных свойств, таких как низкий коэффициент трения, высокая механическая твёрдость, химическая инертность, высокая износостойчивость, оптическая прозрачность, высокая теплопроводность и другие, которые весьма полезны для многих применений. Однако, при их изготовлении практически не удается избежать появления остаточных внутренних механических напряжений, что ограничивает их использование для различного рода покрытий. Кроме того, известно, что их величина и знак может изменяться под действием последующего облучения ускоренными ионами. В то же время, этот процесс до сих пор плохо исследован.

В настоящей работе исследовалось изменение величины внутренних механических напряжений в DLC плёнках с ростом флюенса ионов  $P^+$  и  $In^+$  с энергиями 120 кэВ и 350 кэВ соответственно. Исходные плёнки выращивались на поверхности Si подложки методом PECVD в плазме метана. Толщина плёнок составляла 0,2 мкм, напряжения во всех выращенных плёнках были сжимающими, а их величина составляла порядка 2 ГПа. Согласно баллистическим расчётам по TRIM, максимум упругих потерь энергии ионом для обоих случаев лежит на глубине 0.17 мкм. Следовательно основной эффект облучения приходится на плёнку. Полученные результаты показывают, что напряжения во всех образцах уменьшаются с ростом флюенса, причем скорость их изменения линейно зависит от количества внесённых нарушений и не зависит от типа ионов. Дальнейшее увеличение флюенса приводит к изменению знака напряжений от сжимающих к растягивающим.

AFM изображение облученной плёнки показывает некоторое увеличение шероховатости поверхности пленки. Мы считаем, что такие морфологические изменения не могут быть объяснены эффектом распыления и вызваны другими причинами.

Работа была поддержана грантом РФФИ 08-08-00948.

## РАСЧЕТ ТЕМПЕРАТУРЫ В КАСКАДЕ СТОЛКНОВЕНИЙ, ИНИЦИИРОВАННЫХ УСКОРЕННЫМ ИОНОМ

Ю.Кудрявцев, С. Гаярдо, А.Вьегас, Г. Рамирес, Р. Азомоза  
Отделение твердотельной электроники, центр исследований и  
передового обучения национального политехнического института,  
г. Мехико, Мексика

В докладе рассматривается возможность применения понятия «температура» для такого короткоживущего процесса как каскад атомных столкновений в приповерхностной области твердого тела генерированный ускоренным первичным ионом. Ограниченное время существования каскада ( $10^{-12}$  сек), а также ограниченные размеры каскада, определяемые энергией первичного иона, вызывают серьезные сомнения в правомерности использования термодинамического определения температуры в данном случае.

В докладе предлагается ввести новое понятие «мгновенной» или «динамической» температуры, определяемой как средняя кинетическая энергия атомов в каскаде столкновений. В таком определении температура каскада столкновений может быть рассчитана на базе уже существующих моделей ионного распыления и измерена экспериментально по энергораспределению распыленных атомов.

Температура каскада входит в ряд моделей образования вторичных ионов при распылении. Поэтому в качестве экспериментальной проверки предложенной концепции динамической температуры в докладе рассмотрены данные по выходу вторичных ионов различных элементов из кремния при распылении ионами кислорода и цезия и показано хорошее согласие экспериментального выхода ионов как функции потенциала ионизации (для положительных ионов) и сродства к электрону (для отрицательных ионов) с данными расчетов.

В докладе рассмотрены также экспериментальные данные по энергораспределению вторичных ионов разных элементов. Показано что теоретическая зависимость  $\sim E^{-b}$  (где  $b=2$ ) экстраполирует лишь небольшой участок экспериментального энергораспределения. Более того, энергораспределение можно разделить на участки с разным  $b$ , что может быть интерпретировано, в числе прочего, как наличие некоего распределения «динамической» температуры в каскаде.

В докладе обсуждаются возможные методы экспериментальной проверки предложенной концепции и ее применение для изучения различных короткоживущих физических процессов.

# РАСЧЕТ СЕЧЕНИЯ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ КИЛОВОЛЬТНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В КОНДЕНСИРОВАННОМ ВЕЩЕСТВЕ

Н.Н. Михеев<sup>1)</sup>, Е.В. Широкова<sup>2)</sup>, М.А. Степович<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Научно-исследовательский центр «Космическое материаловедение»  
Института кристаллографии им. А.В. Шубникова РАН,  
г. Калуга, Россия

<sup>2)</sup> Калужский государственный педагогический университет  
им. К.Э. Циолковского, г. Калуга, Россия

Ранее /1, 2/ рассмотрена функция, описывающая потери энергии киловольтными электронами в конденсированном веществе. В качестве основного параметра используется величина, описанная в рамках работы /3/, описывающая глубину максимальных потерь энергии первичными электронами, испытавшими малоугловое рассеяние и поглощенными мишенью. Этот параметр не учитывает вклад обратно рассеянных электронов, испытавших однократное рассеяние на большие углы.

В настоящей работе рассмотрены некоторые возможности уточнения модели потерь энергии моноэнергетическими электронами, описанной в /2/. Получено аналитическое выражение для расчета вклада неупругого рассеяния электронов в мишени. Это выражение позволяет учитывать статистический характер дискретных потерь энергии заряженных частиц в веществе. Показано, как учет вводимых поправок влияет на характер изучаемой функциональной зависимости и для различных мишеней выполнены количественные оценки такого влияния.

Исследования выполнены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и правительства Калужской области (проект № 09-02-99027).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Михеев Н.Н., Петров В.И., Степович М.А. // Изв. АН СССР. Сер. физ., 1991, т. 55, № 8, с. 1.
2. Михеев Н.Н., Степович М.А. // Заводская лаборатория. Диагностика материалов, 1996, Т. 62, № 4, С.20.
3. Kanaya K., Okayama S. // J. Phys. D. 1972 V. 5. №1. P. 43 – 58.

# ВЫСОКОДОЗНОЕ РАСПЫЛЕНИЕ И ИОННО-ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ОДНОНАПРАВЛЕННОГО УГЛЕРОД-УГЛЕРОДНОГО КОМПОЗИТА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИОНАМИ АРГОНА

В.С. Авилкина<sup>1)</sup>, Н.Н. Андрианова<sup>1)</sup>, А.М. Борисов<sup>1)</sup>, Ю.С. Виргильев<sup>2)</sup>, Е.С. Машкова<sup>1)</sup>, Е.А. Питиримова<sup>3)</sup>, Тимофеев М.А.<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

<sup>2)</sup> ФГУП «НИИГРАФИТ», Москва, Россия

<sup>3)</sup> Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Приводятся результаты измерения коэффициентов распыления  $Y$  и кинетической ионно-электронной эмиссии  $\gamma$  однонаправленного углерод-углеродного композита марки КУП-ВМ при нормальном падении ионов  $Ar^+$  энергии 30 кэВ с флюенсами  $10^{18} - 10^{19}$  ион/см<sup>2</sup> при температурах мишени от  $-180^\circ\text{C}$  до  $400^\circ\text{C}$ . Исследовали образцы, вырезанные как параллельно, так и перпендикулярно направлению углеродных волокон композита. Анализ поверхности производили при помощи дифракции быстрых электронов на отражение (ДБЭО), растровой электронной (РЭМ) и оптической микроскопии, лазерной гониофотометрии (ЛГФ). Найдено, что зависимости  $\gamma(T)$  для КУП-ВМ аналогичны наблюдавшимся ранее температурным зависимостям  $\gamma$  углеродных материалов, т.е. проявляют ступенчатый рост при динамическом отжиге радиационных повреждений  $/1/$ . При облучении образцов, вырезанных параллельно волокнам, зависимость  $\gamma(T)$  практически совпадает с результатами, полученными для поликристаллических графитов. Сравнение коэффициентов распыления с данными для других углеродных материалов показало, что распыление КУП-ВМ сопоставимо с распылением изотропных графитов и стеклоуглерода, в 1.5 раза превышает  $Y$  базисной плоскости УПВ-1Т и в 2 раза значение  $Y$ , которое дает моделирование распыления гладкой поверхности углерода. При облучении вдоль углеродных волокон флюенсами  $\Phi < 4 \cdot 10^{19}$  ион/см<sup>2</sup> коэффициент распыления меньше, чем при облучении поперек волокон ( $Y_{\parallel} < Y_{\perp}$ ). При  $\Phi \sim 10^{20}$  ион/см<sup>2</sup>  $Y_{\parallel} \approx Y_{\perp}$ , с дальнейшим увеличением флюенса  $Y_{\parallel} > Y_{\perp}$ . Нестабильность  $Y_{\perp}$ , по-видимому, связана с укладкой углеродных волокон в матрице материала. Характер изменения морфологии поверхности КУП-ВМ сильно зависит от типа среза образца и температуры облучения. Так, при комнатной температуре для образцов, вырезанных параллельно волокнам, наблюдается появление гофров правильной призматической формы с наклоном граней  $\sim 30^\circ$ . При облучении образцов с перпендикулярным срезом наблюдаются воронкообразные кратеры с наклоном стенок  $\sim 50^\circ$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Borisov A.M., Mashkova E.S. // Nucl. Instrum. Methods in Phys. Res. 2007. V. B 258, P.109.

## ДИНАМИКА КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ПЛЕНОК $Ni_xSi_{1-x}$ ПРИ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОМ ОТЖИГЕ

Д.А. Павлов<sup>1)</sup>, Е.А. Питиримова<sup>1)</sup>, Ю.А. Матвеев<sup>2)</sup>, А.В. Зенкевич<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского,  
г. Нижний Новгород, Россия

<sup>2)</sup>Московский инженерно-физический институт (госуниверситет), Москва, Россия

Плёнки  $Ni_xSi_{1-x}$ , полученные методом импульсного лазерного осаждения на сколы кристаллов NaCl (001), исследовались методом дифракции электронов «на просвет» при нагреве электронным лучом *in situ* на электронографе ЭМР-102. Скорость нагрева 1-2 градуса в секунду в интервале температур  $T = 20 - 600^\circ\text{C}$ .

Электронографические данные показывают, что слои Ni/Si/NaCl(001), полученные последовательным осаждением Si и Ni с равной толщиной, состоят из Si, Ni и  $\delta\text{-Ni}_2\text{Si}$ . При отжиге электронным лучом кремний и никель начинают взаимодействовать, начиная с  $T = 240^\circ\text{C}$ . В интервале температур  $T = 240 - 340^\circ\text{C}$  исчезает фаза Ni и усиливается дифракция от  $\delta\text{-Ni}_2\text{Si}$ . При  $T = 370^\circ\text{C}$  формируется фаза стехиометрического NiSi. Нагрев в интервале  $T = 400 - 600^\circ\text{C}$  не приводит к изменениям фазового состава.

Исходные пленки  $Ni_{1-0,5}Si_{x0,5}$ , сформированные соосаждением кремния и никеля, аморфные. Дифракции показывают, что плёнка состоит из перемешанных фаз:  $\delta\text{-Ni}_2\text{Si}$  и a-Si. Нагрев электронным лучом при  $T \sim 240 - 250^\circ\text{C}$  приводит к образованию стехиометрического NiSi. Дальнейшее повышение температуры до  $T = 600^\circ\text{C}$  не изменяет дифракционную картину.

Расшифровка дифракции от пленки, в которой атомная концентрация никеля втрое превосходила содержание кремния, показала, что это  $Ni_3Si$ . В процессе нагрева электронным лучом выявлено, что при  $T \sim 240^\circ\text{C}$  начинается кристаллизация. Идентификация дифракционной картины отожжённого образца указывает на фазу  $Ni_{31}Si_{12}$ . Образовавшаяся фаза сохраняется вплоть до  $T = 600^\circ\text{C}$ .

Таким образом, получение стехиометрических пленок NiSi лучше проводить соосаждением никеля и кремния с последующим отжигом при температуре около  $240^\circ\text{C}$ . Для двухслойных структур Ni на Si необходимая температура отжига оказывается выше более чем на  $100^\circ\text{C}$ .

# ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ, ИНДУЦИРОВАННАЯ ЭЛЕКТРОНАМИ И ПОЗИТРОНАМИ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ ЧЕРЕЗ КРИСТАЛЛЫ

К.Б. Коротченко, Ю.Л. Пивоваров, Т.А. Тухфатуллин

<sup>1)</sup>Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Явления, происходящие при каналировании электронов через кристаллы, вызывают большой интерес как у теоретиков, так и у экспериментаторов. Многие из них, предсказанные теоретически, уже экспериментально обнаружены и детально исследованы, например излучение при каналировании /1/ параметрическое рентгеновское излучение (PXR) /2/, рождение электрон-позитронных пар в сильных полях осей и плоскостей кристаллов /3/.

В то же время ряд теоретически предсказанных эффектов ждет своего экспериментального подтверждения. Это - дифрагированное рентгеновское излучение (DCR) /4/ и еще один эффект, сопровождающий каналирование электронов и позитронов, предсказанный в работе /5/. Этот эффект был назван - "вторичная электронная эмиссия при каналировании" ("channeling secondary electron emission", CSEE). Подобно обычному Оже-эффекту, CSEE сопровождается ионизацией атомов кристаллической решетки при поглощении виртуальных фотонов, испускаемых каналированными электронами при переходах между квантованными уровнями поперечного движения в кристалле. В /5/ была сделана оценка сечения этого процесса, но детального квантового расчета проведено не было.

Целью данной работы является полный квантовый расчет процесса CSEE, основанный на точных решениях уравнения Шредингера для каналированных электронов. Точные решения уравнения Шредингера находятся численно, с использованием пакета Mathematica 6.01, как при анализе DCR в наших работах /6/. Обсуждаются требования к постановке соответствующих экспериментов по поиску и обнаружению эффекта CSEE .

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Kumakhov M.A. // Phys. Lett. 57A.1976. P. 17.
2. Baryshevsky V.G., Dubovskaya I.Ya. // J. Phys. 1983. С 16. P. 3663.
3. Klimbal J.C., Cue N., Roth L.M., Marsh B.B. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 50. P. 950.
4. Yabuki R., Nitta H., Ikeda T., Ohtsuki Y.H. // Phys. Rev. B. 2001. V. 63. P.174112.
5. Nitta H., Ohtsuki Y.H. // Phys. Rev. B. 1989. V. 39. P. 2051
6. Bogdanov O.V., Korotchenko K.B., Pivovarov Yu.L., Tikhfatullin T.A. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B, 2008. V 266, P. 3858

# ИОННОСТИМУЛИРОВАННЫЙ ПЕРЕНОС АТОМОВ ЖЕЛЕЗА И МЕДИ НА ПОВЕРХНОСТЬ КАРБОНИЗУЮЩЕЙСЯ ПЛЕНКИ ПОЛИВИНИЛИДЕНФТОРИДА

О.В. Слободчиков<sup>1</sup>, С.С. Чеботарев<sup>1</sup>, Л.А. Песин<sup>1</sup>, С.Е. Евсюков<sup>2</sup>,  
И.В. Грибов<sup>3</sup>, Н.А. Москвина<sup>3</sup>, В.Л. Кузнецов<sup>3</sup>

<sup>1</sup>Челябинский государственный педагогический университет,  
г. Челябинск, Россия

<sup>2</sup>Evonik Technochemie GmbH, Dossenheim, Germany

<sup>3</sup>Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

Разработана оригинальная модификация метода ионно-стимулированного переноса атомов Fe и Cu на поверхность пленки поливинилиденфторида (ПВДФ) при одновременной радиационной карбонизации ее ионами  $Ag^+$  в сверхвысоковакуумной камере РФЭС спектрометра.

Пучок ионов  $Ag^+$  бомбардировал железную пластину, ионы после отражения вместе с атомами железа попадали на поверхность пленки ПВДФ. Ионная бомбардировка осуществлялась в 3 этапа со ступенчатым нарастанием дозы: 1 час + 2 часа + 2 часа.

Обнаружено существенное изменение химического состава поверхности образца: кроме дефторирования с увеличением времени воздействия ионов увеличивается относительная атомная концентрация Fe и Cu. Атомы меди выбивались из медного держателя образца.

Обнаружено значительное уширение F1s линии при увеличении относительной атомной концентрации железа Fe/C выше 6%, не связанное с неоднородной зарядкой поверхности образца. Такое уширение, скорее всего, является следствием химического сдвига и обусловлено формированием связи между атомами железа и фтора. Используемое разрешение спектрометра не позволило выделить пик F1s электронов, энергия связи которых претерпела химический сдвиг, однако наличие обсуждаемого эффекта очевидно.

В дальнейшем, с увеличением экспозиции  $AlK_{\alpha}$ -излучением происходит значительное уменьшение концентрации железа от 7% до 2.7% при одновременном возрастании интенсивности спектрального фона и сателлита энергетических потерь Fe2p и Fe3p электронов. Возможным объяснением этого факта может быть диффузия атомов железа в глубь пленки, стимулированная локальным разогревом вещества в области воздействия рентгеновского излучения.

## К ВОПРОСУ О РЕАКЦИЯХ С УЧАСТИЕМ ИМПЛАНТИРОВАННЫХ АТОМОВ В ПОЛЯХ УПРУГИХ НАПРЯЖЕНИЙ

Л.К.Израилева, Э.Н.Руманов

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения РАН,  
г. Черноголовка, Московской области

В последнее время возрос интерес к кинетике реакций в тонких (меньше 100 нм) слоях, связанный с развитием нанотехнологий. При этом отмечается необходимость учета внутренних напряжений в таких слоях, например, в процессах термического окисления. [1,2]. Мы здесь рассматриваем задачу об отжиге имплантированного слоя в присутствии напряжений, созданных петлями междоузельных атомов. Выражение для средней величины напряжений  $\sigma_0$  получено на основе формулы [3]. По величине  $\sigma_0 = -(5.5 \div 7) \cdot 10^{-2} \rho v^2$  ( $\rho$  – плотность,  $v$  – продольная скорость звука) для атомов О в Si и примерно вдвое больше значения, полученного в [2] для области  $SiO_2 / Si$  при термическом окислении. В нашем расчете использовалось значение предэкспонента  $k = 10^{13} c^{-1}$  для скорости реакции О – Si, т.е., величина порядка частоты тепловых колебаний атомов в решетке. Наше  $k$  согласуется с константой скорости разрыва связей, что оправдано, т.к. атомы О уже внедрены в решетку Si. При этом оказалось, что время реакции О – Si в слое, по крайней мере, на 2 порядка меньше, чем в экспериментах по отжигу. Однако, этот результат не противоречит скоростям синтеза в методе СВС в случае тонких (<100 нм) фольг.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Александров О.В., Дусь А.И. // ФТП. 2008. Т.42. №11. С.1400.
2. Akiyama T., Kageshima H. *et al.* Jap. J. Appl. Phys. 2008. V.47. No.9. P.7089.
3. Хирт Дж., Лотс Й., Теория дислокаций, Атомиздат. М.: 1972, с.72.

# ПОВЕРХНОСТНО-ДЫРОЧНЫЙ МЕХАНИЗМ ПОТЕНЦИАЛЬНОГО РАСПЫЛЕНИЯ ЦГК И ШИРОКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ МНОГОЗАРЯДНЫМИ ИОНАМИ

Б.Г. Атабаев

Институт электроники АН РУз, Ташкент, Узбекистан

Нами приводятся экспериментальные результаты по исследованию атомарной и ионной эмиссии кристаллов ЦГК и широкозонного полупроводника SiC в зависимости от кинетической и потенциальной энергии бомбардирующих МЗИ аргона. Показано, что эмиссия щелочных атомов, катионов и двукратно ионизованных анионов ЦГК и положительных ионов кремния и углерода пропорциональна энергии нейтрализации бомбардирующих ионов. В области субкэВных энергий потенциальное распыление атомов и ионов, подобно потенциальной электронной эмиссии, слабо зависит от кинетической энергии бомбардирующих МЗИ. Энергия нейтрализации МЗИ затрачивается на генерацию поверхностных дырок за счет Оже автоионизации резонансно захваченных электронов на возбужденные состояния МЗИ до столкновения, и генерацию горячих дырок, экситонов и электронно-дырочных пар /1-2/, а также поверхностных двухдырочных состояний за счет Оже-нейтрализации МЗИ при столкновении с поверхностью. Генерация поверхностных дырок пропорциональна сумме коэффициента потенциальной электронной эмиссии и заряда МЗИ. Генерация двухдырочных состояний пропорциональна коэффициенту эмиссии положительных ионов галоида ЦГК или углерода в карбиде кремния. Согласно /3/ Оже –нейтрализация основной дырки натрия приводит к генерации 4-6 валентных дырок, или одного положительного иона фтора и 2-4 валентных дырок при рентгеновском возбуждении ЦГК. Моделирование потенциального распыления ЦГК предсказывает десорбцию преимущественно нейтральных атомов /4/. Поверхностные дырки играют ключевую роль в процессах электрохимического и ионного травления широкозонных полупроводников /5-6/. Эти результаты позволили нам предложить поверхностно-дырочный механизм потенциального распыления ЦГК и карбида кремния при перекрытии времени рекойлинга и времени жизни одно и двухдырочных состояний поверхностного атома.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Aumayr F., Winter H.P. // Phil. Trans. R. Soc. Lond. 2004. A362. P. 77.
2. Ghose D., Karmaker P., Parilis E. // Nucl. Instr. Meth. 2003. B212. P. 420.
3. Green T.A., Jennison D.R. // Phys. Rev. 1989. B.39. P.5407.
4. Wang L.L., Perera A., Cheng H.P. // Phys. Rev. 2003. B.68. P.115409.
5. Van Dorp D.H., Kelly J.J. // J. Electroanalyt. Chemistry. 2007. 599. P.260.
6. Zhang L.Q., Yang Y.T., et al // Chin. Phys. Let. 2008. V.25. №7. P.2670.

# СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПЫЛЕНИЯ ПОЛИЭТИЛЕНОВОЙ ПЛЕНКИ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ИОНАМИ ЩЕЛОЧНОГО МЕТАЛЛА И ОРГАНИЧЕСКОЙ МОЛЕКУЛЫ

Ш.Дж. Ахунов, С.Ж. Ниматов  
ИЭ АН РУ, г. Ташкент, Узбекистан

При анализе высокомолекулярных соединений, таких, например, как полимеры, применение многоатомных ионов в качестве первичного существенно повышает эффективность распыления.

В работе были проведены эксперименты по изучению масс-спектрального анализа полимерных материалов с использованием метода вторичной ионной эмиссии. Бомбардировка мишеней производилась пучком быстрых атомов Ag с энергией 1кэВ, который получался путем перезарядки ионного пучка. При таком способе измерения удавалось получить более воспроизводимые масс – спектры вторичных ионов.

В работе приводятся результаты исследований методом ВИМС при бомбардировке полиэтиленовой пленки положительными ионами щелочного металла натрия и органической молекулы фенотиазина. Поверхностно-ионизационный источник первичных ионов снабжен испарителем (из вольфрамовой проволоки диаметром 250мкм, которая предварительно окислялась) щелочных металлов и органических молекул, ионно-оптической системой с сепарацией нейтральных составляющих атомов и молекул. Ионы бомбардировали поверхность мишени под углом 45°. Для снятия поверхностного заряда мишень облучалась сфокусированным излучением кварцевой галогенной лампы мощностью 100 ватт. Использование малой плотности тока первичных ионов порядка 0,1 нА/см<sup>2</sup> позволило измерить зависимость выхода вторичных ионов от дозы соответствующей переходу от статического ВИМС к динамическому 10<sup>12</sup>-10<sup>14</sup> см<sup>2</sup>.

Результаты показывают, что при бомбардировке поверхности пленки ионами органической молекулы масс-спектры вторичных ионов существенно богаче, чем при распылении ионами натрия. При этом существенно растут пики материала пленки. Таким образом, применение ионов многоатомных молекул увеличивает чувствительность масс – спектрометрического анализа.

# РАСПЫЛЕНИЕ ПОЛИЭТИЛЕНОВОЙ ПЛЕНКИ АТОМАМИ И ПОЛИАТОМНЫМИ ИОНАМИ

Ш.Дж. Ахунов, С.Ж. Ниматов  
ИЭ АН РУ,г. Ташкент, Узбекистан

В последние 10-15 лет установлено, что использование в качестве первичных ионов, вместо атомных, молекулярных или кластерных, существенно увеличивает распыление подложек, особенно в виде квазимолекулярных или кластерных ионов. Наиболее эффективными и используемыми в настоящее время во вторично-ионной масс-спектрометрии (ВИМС) являются кластерные ионы золота  $Au_3 - Au_5$  или висмута  $Bi_3$ , а также молекулярные ионы фуллерена  $C_{60}/1/$ .

В настоящей работе приведены результаты масс-спектрометрического изучения вторично-ионной эмиссии полимерных органических пленок при бомбардировке атомными ионами  $Cs^+$  (или  $Na^+$ ) и полиатомными ионами  $C_{12}H_9NS^+$ .

Работа выполнена с использованием модернизированного масс-спектрометра МИ1201Т. Распыленные вторичные ионы фокусировались и сепарировались масс-спектрометром МИ 1201Т. Первичные ионы получены путем поверхностной ионизации /1/. Для этого атомы Cs (или Na) и молекулы фенотиазина из кнудсеновской ячейки направлялись на поверхность термоэммитера ионов. В качестве последнего использовалась окисленная вольфрамовая проволока. Положительные ионы  $Cs^+$  ( $Na^+$ ) и  $C_{12}H_9NS^+$  с сепарацией нейтральной составляющей ускорялись до энергии 5кэВ и направлялись на поверхность мишени под углом  $45^\circ$ . Для снятия поверхностного заряда мишень облучалась сфокусированным излучением кварцевой галогенной лампы. Ток первичных ионов регулировалась в диапазоне  $\leq 10^{-10}$  нА. Использование малой плотности тока первичных ионов  $\sim 0,1$  нА/см<sup>2</sup> позволило работать в режиме статического ВИМС.

Предварительные результаты показывают что, эмиссия вторичных молекулярных ионов с поверхности полимерной пленки при бомбардировке полиатомными ионами  $C_{12}H_9NS^+$  существенно выше, чем при атомной бомбардировке.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Rasulev U.Kh, Morozov S.N., Khasanov U., Usmanov D.T. //Nuclear Instruments Methods in Physics Research B 258 (2007) 234-237.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВЕТЕРИНАРНОГО ЛЕКАРСТВЕННОГО ПРЕПАРАТА ЛЕВАМИЗОЛА С ПОМОЩЬЮ ТЕРМОДЕСОРБИЦИОННОГО ПОВЕРХНОСТНО-ИОНИЗАЦИОННОГО ИНДИКАТОРА

А.И. Давыдова, С.С. Исакова  
Институт электроники им. У.А. Арифова Академии наук  
Республики Узбекистан, г. Ташкент, Узбекистан

В данной работе рассматривается использование метода термодесорбционной поверхностной ионизации для анализа ветеринарного лекарственного препарата, который используется в сельском хозяйстве.

Использующийся в настоящей работе, работающий в атмосфере воздуха, индикатор лекарственных препаратов основан на уникальной селективности и высокой эффективности поверхностной ионизации азотосодержащих органических оснований.

Явление поверхностной ионизации состоит в образовании ионов в процессе термодесорбции частиц с поверхности нагретого твёрдого тела.

Степень поверхностной ионизации экспоненциально зависит от разности между работой выхода электрона твёрдого тела и потенциалом ионизации  $V$  десорбируемой частицы. Это определяет селективность поверхностной ионизации по отношению к потенциалу ионизации частиц  $/3/$ .

Приведены результаты концентрационной зависимости левамизола, полученные на индикаторе «Iskovich» (рис. 1.).

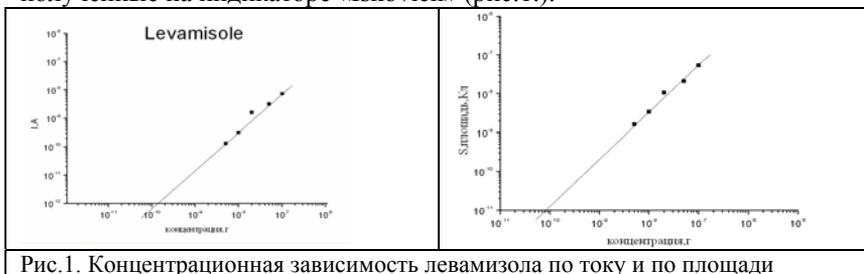


Рис. 1. Концентрационная зависимость левамизола по току и по площади

# ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ИОНИЗАЦИИ ПРИ РАСПЫЛЕНИИ ЗОЛОТА, ПЛАТИНЫ И СЕРЕБРА

Р.Джаббарганов  
Институт Электроники АН РУз, Ташкент, Узбекистан

Коэффициент ионизации при распылении, наряду с коэффициентом ионного распыления, является одной из характерных величин, определяющий эффективность ионной эмиссии. Абсолютные значение этого параметра для целого ряда материалов и характер зависимости от параметров системы, бомбардирующий ион - распыляемая поверхность дают представления о возможностях метода отрицательно-ионного распыления. Нами были определены значения коэффициента ионизации  $\beta$  энергии электронного средства атомов, которые больше единицы. Методом, изложенным в /1/, изучены зависимости  $\beta$  от энергии и плотности бомбардирующих ионов цезия для серебра, золота и платины. Полученные значения  $\beta$  исследованных материалов золота и платины составляют 50% и 30%, ещё раз показывают, что образование отрицательных ионов при распылении поверхностей с пониженной работой выхода является наиболее эффективным и широкодоступным методом получения отрицательных ионов /2/. Из всех исследованных металлов самым низким значением коэффициента ионизации при распылении, равным 8%, обладает серебро. Это представляется особенно неожиданным. При проверке этой величины были получены следующие результаты:

1. Измерены зависимости коэффициента отрицательной ионизации  $\beta$  при распылении серебра от плотности первичного пучка  $\text{Cs}^+$ . При этом оказалось, что значения  $\beta$  не зависят от плотности тока первичных ионов.

2. Выяснилось, что резкое возрастание коэффициента катодного распыления серебра с ростом энергии бомбардировки в диапазоне энергии  $0,5 \div 3 \text{кэВ}$  препятствует накоплению на распыляемой поверхности калия, что не позволяет получить максимальные пучки отрицательных ионов  $\text{Ag}$  при образовании пленки оптимальной толщины.

3. Также оказалось, что при бомбардировке на малых энергиях  $E \leq 0,5 \text{кэВ}$  и при плотностях тока  $I_p \leq 1 \mu\text{А}/\text{см}^2$ , повышенные значения  $\beta$  для серебра не наблюдаются.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Аюханов А.Х., Турмашев Э.// ЖТФ. 1977. Т.47. в.6. С. 1234.
2. Abdullaeva M.K., Atabaev B.G., Djabbarganov R.// Nucl. Instr. Meth. 1991. В62. Р. 43.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ПРИМЕСНОГО СОСТАВА И ХИМИЧЕСКОГО СОСТОЯНИЯ СПЛАВНОЙ ПЛЕНКИ CdTe МЕТОДОМ ЭОС.

А.А. Абдуваитов, М.К. Рузибаева

Институт электроники им. У.Арифова, Ташкент, Узбекистан

Известно, что пленки CdTe широко используются при создании многослойных полупроводниковых структур типа Mo + CdTe + CdS для создания фоточувствительных полупроводниковых приборов.

Ранее установлено, что кристаллическая структура сплава CdTe состоит из двух модификаций кристалла как кубического, так гексагонального. Последнее и считается причиной ухудшения фоточувствительности полупроводниковых приборов, создаваемых на базе сплава CdTe.

В результате обсуждения механизма ухудшения фоточувствительности структуры Mo+CdTe+CdS мы пришли к заключению, что определенную роль играет в этом примесный состав и химическое состояние сплава CdTe.

В связи с этим проведено исследование соотношения концентрации компонентов сплава CdTe друг относительно друга, его примесного состава и их химического состояния методом ЭОС.

Исследования показали, что в спектре кроме интенсивных низкоэнергетических и высокоэнергетических оже-пиков кадмия и теллура, обнаруживаются оже-пики примесей P, S, Cl, K, C, O, Mn, Fe, Co и Ni. Оценка показывает, что концентрация этих примесных элементов находится в пределах ниже  $10^{-4}$  атом %.

Методом количественного элементного анализа с помощью оже-спектроскопии проведен расчет концентрации Cd и Te в составе выращенного сплава CdTe на подложке Mo.

Результаты расчета показали, что сплав CdTe состоит из 63 % атомов Te и 38 % атомов Cd. Если сравнить относительную концентрацию компонентов сплава CdTe, выращенного на поверхности молибдена, с данными, полученными другими методами, то можно убедиться, что совпадение в пределах ошибки измерения – хорошее.

В результате исследования химических сдвигов оже-пиков в спектре было установлено, что нагрев сплава CdTe до температур выше 1200K приводит к окислению части атомов кадмия и теллура. Замечено, что далее частичное окисление поверхности образца сплава CdTe приводит к ухудшению ряда физико-химических свойств сплавной пленки CdTe, осажденной на подложке Mo. По нашему мнению, осаждение на поверхности такой испорченной пленки CdTe другой пленки, в частности, CdS не может дать положительного результата. Поэтому осаждение другой пленки на подложке CdTe желательно проводить при низкой температуре последней.

# ИОННО-ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ИНДИЯ КЛАСТЕРНЫМИ ИОНАМИ

С.Н. Морозов

Институт электроники им. У.А. Арифова АН РУз,  
г. Ташкент, Узбекистан

Недавно экспериментально обнаружена интенсивная эмиссия квазитепловых ионов  $V^+$ ,  $Nb^+$ ,  $Ta^+$ ,  $In^+$ ,  $In_2^+$ ,  $In_3^+$  [1,2] при бомбардировке соответствующих металлов кластерными ионами  $Au_m^-$  в диапазоне энергий менее 10 кэВ на атом. С целью дальнейшего изучения особенностей вторично-эмиссионных явлений в условиях существования плотных нелинейных каскадов и тепловых пиков в настоящей работе проведены измерения ионно-электронной эмиссии при бомбардировке индиевой мишени кластерными ионами висмута.

Коэффициенты ионно-электронной эмиссии измерялись с помощью мишень-коллекторной системы при подаче задерживающего потенциала. Использовался кластерный источник ионов  $Bi_m^-$  с магнитным сепаратором первичных ионов. Диапазон энергии первичных ионов составлял 1 – 20 кэВ. В этом диапазоне энергий существенный вклад в интегральный коэффициент вносит кинетическая ионно-электронная эмиссия, которая имеет тенденцию уменьшаться с ростом количества атомов в бомбардирующем кластере (в пересчете на один атом) предположительно в результате эффекта “clearing the way” или аналогичного эффекта “sweeping-out-electrons” [3]. Однако, несмотря на это, наблюдалось увеличение коэффициентов ионно-электронной эмиссии, приведенных к единичному атому в бомбардирующих кластерных ионах с ростом количества атомов в бомбардирующих кластерах. При этом наблюдалось обогащение энергетических спектров вторичных частиц квазитепловыми ионами и электронами. Это обстоятельство является существенным доводом в пользу предположения о существовании новых механизмов вторичной эмиссии, связанных с испарением и поверхностной ионизацией для вторичных ионов и термоэлектронной эмиссией для электронов. Эти новые каналы вторичной эмиссии естественно связать с образованием плотных каскадов столкновений и поверхностных тепловых пиков при бомбардировке твердого тела тяжелыми кластерными ионами.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Morozov S.N., Rasulev U. Kh.//Appl. Surf. Sci., 2004, V.231–232, P.78.
2. Morozov S.N., Rasulev U. Kh.// Izv. Akad. Nauk. Ser. Fiz., 2006, V.70, P.1192 (in Russian).
3. Borisov A.M., Mashkova E.S., Parilis E.S.//Vacuum, 2002, V.66, P.145.

# ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ДИАГРАММА ПОВЕРХНОСТИ НАНОПЛЕНОЧНОЙ СИСТЕМЫ $\text{SiO}_2/\text{Si}$ , ИМПЛАНТИРОВАННОЙ ИОНАМИ $\text{Ba}^+$

Д.А. Ташмухамедова, Д. Буназаров, М.А. Миржалилова,  
И.П. Парманкулов, Д.М. Мурадкалилов

Ташкентский государственный технический университет, Узбекистан

Ранее нами [1] было показано, что при бомбардировке пленки  $\text{SiO}_2/\text{Si}$  ионами активных металлов с высокой дозой приводит к обогащению поверхности  $\text{SiO}_2$  атомами Si и Me. В частности при имплантации ионов  $\text{Ba}^+$  с  $E_0 = 1$  кэВ и дозой  $D = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$  в  $\text{SiO}_2$  поверхностная концентрация Ba составляет 50 – 55 ат.%, а Si – 40 – 45 ат.%. Часть этих атомов (~ 30 ат.%) образовали соединения типа BaSi и  $\text{BaSi}_2$ . После лазерного отжига в сочетании с кратковременным высокотемпературным прогревом в оптимальном режиме ( $W_{\text{отт}}=1,8 \text{ Дж}\cdot\text{см}^{-2} + T_{\text{отт}}=1000 \text{ К}$ ) формируется эпитаксиальная пленка  $\text{BaSi}_2$  с  $d = 50 - 60 \text{ \AA}$ . В целом формируется трехслойная эпитаксиальная наносистема  $\text{BaSi}_2/\text{SiO}_2/\text{Si}$ .

В данной работе с использованием методов ультрафиолетовой фотоэлектронной спектроскопии, оже – электронной спектроскопии и дифракции быстрых электронов был исследован состав, кристаллическая и электронная структура трехслойной системы. На рис. 1 приведена примерная энергетическая диаграмма системы  $\text{BaSi}_2/\text{SiO}_2/\text{Si}$  (111).

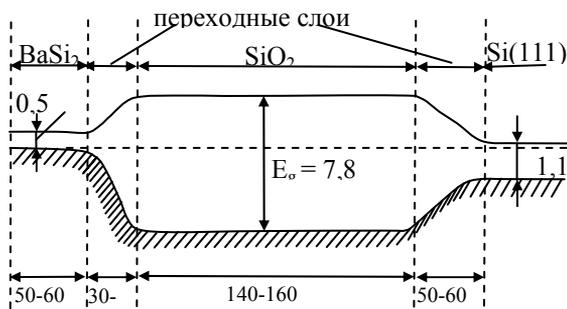


Рис. 1. Энергетическая диаграмма наносистемы  $\text{BaSi}_2/\text{SiO}_2/\text{Si}$ .

Толщина окисной пленки составляет  $d = 250 \text{ \AA}$ . Видно, что между пленками  $\text{BaSi}_2$  и  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{SiO}_2 - \text{Si}$  образуются переходные слои с толщиной 30 – 40 и 50 – 60  $\text{ \AA}$  соответственно.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Tashmukhamedova D.A., Umirzakov B.E., Tashatov A.K., //, Uzbek journal of physics. 2000, V.2, №1, с. 38 – 42.

# ВЛИЯНИЕ БОМБАРДИРОВКИ ИОНАМИ $Ag^+$ НА СПЕКТР ХПЭЭ ТОНКИХ ПЛЕНОК $MgO$

М.Т. Нормурадов, Б.Е. Умирзаков, А.К. Ташатов, Ю.Д. Халиков,  
Б. Мавлянов

Ташкентский государственный технический университет, Ташкент, Узбекистан

В данной работе приводятся результаты исследований по изменению плотности электронных состояний пленок  $MgO$  при бомбардировке ионами  $Ag^+$ . На рис. 1. приведена динамика изменения спектров ХПЭЭ монокристаллической пленки  $MgO$  при бомбардировке ионами  $Ag^+$  с  $E_0 = 1$  кэВ разными дозами. Спектры сняты при  $E_p = 100$  эВ.

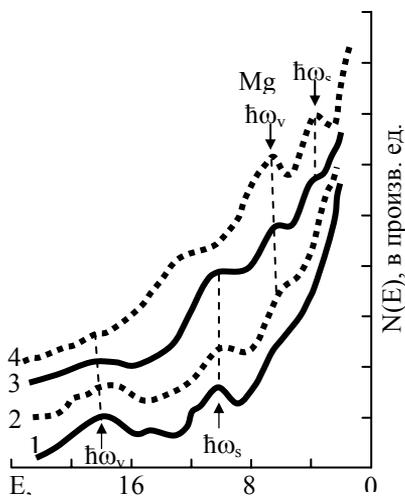


Рис. 1. Спектры ХПЭЭ для  $MgO_2$  имплантированного ионами  $Ag^+$  с  $E_0 = 1$  кэВ при  $D, \text{см}^{-2}$ : 1 – 0; 2 –  $10^{15}$ ; 3 –  $6 \cdot 10^{15}$ ; 4 –  $4 \cdot 10^{16}$ .

Бомбардировка ионами  $Ag^+$  приводит к изменению интенсивности и положения пиков спектра ХПЭЭ, что связано с разложением связи  $Mg-O$  и появлением свободного  $Mg$  на поверхности. Начиная с  $D = 10^{15} \text{ см}^{-2}$ , с ростом дозы облучения наблюдается уменьшение интенсивности пиков  $\hbar\omega_v$  и  $\hbar\omega_s$  окиси магния (10,5 эВ и 17 эВ соответственно), появление и увеличение интенсивности пиков плазменных колебаний, характерных для  $Mg$  ( $\hbar\omega_s = 3,8 \text{ эВ}$ ,  $\hbar\omega_v = 6,2 \text{ эВ}$ ). Увеличение последних эквивалентно повышению поверхностной концентрации  $Mg$ . Эти изменения происходят до  $D = (2-4) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ . При этом концентрация  $Mg$  в приповерхностных слоях ( $\sim 10 \text{ \AA}$ ) составляет  $\sim 96 - 98 \text{ ат.}\%$ . Дальнейшее увеличение  $D$  не приводит к заметному изменению спектра ХПЭЭ. В работе дается анализ полученных результатов.

# О ПРИМЕНЕНИИ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ ДЛЯ СОЗДАНИЯ НАНОПЛЕНOK И НАНОКРИСТАЛЛОВ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНOK (Обзор)

Б.Е.Умирзаков, Д.А.Ташмухамедова, В.Холмухамедова, Э.Раббимов,  
М.Р.Ахмеджанов

Ташкентский государственный технический университет, Ташкент, Узбекистан

В последние годы для получения нанокристаллов и нанопленок на поверхности материалов различной природы очень широко используется метод ионной имплантации в сочетании с отжигом (Si, GaAs, CaF<sub>2</sub>). Нанообъекты, полученные на поверхности диэлектрических пленок, наряду с научной значимостью имеют большой практический интерес при разработке новых приборов твердотельной электроники (в том числе оптоэлектроники), интегральных схем, лазеров, резонаторов различной частоты, преобразователей энергии.

Нами впервые были исследованы процессы формирования нанокристаллов и нанопленок в приповерхностных слоях монокристаллов Si, GaAs и CaF<sub>2</sub> при бомбардировке ионами Ar<sup>+</sup>, Sr<sup>+</sup>, Na<sup>+</sup>, Ba<sup>+</sup> и Co<sup>+</sup> в сочетании с отжигом. В частности, в случае CaF<sub>2</sub> установлено, что:

1. В процессе имплантации ионов Ba<sup>+</sup>, Na<sup>+</sup> и Sr<sup>+</sup> с низкой энергией ( $E_0 = 0,5 - 5$  кэВ) в приповерхностные слои CaF<sub>2</sub> происходит интенсивное разложение флюорита на составляющие. Небольшая часть этих компонентов распыляется с поверхности. В силу высокой химической активности большая часть освободившихся атомов фтора вновь входят в химическую связь, как с атомами легирующего элемента, так и с атомами кальция.
2. В случае имплантации ионов Ba<sup>+</sup> с  $E_0 = 0,5$  кэВ при  $D = 10^{14}$  см<sup>-2</sup> на поверхности CaF<sub>2</sub> формируются нанокластеры с линейными размерами  $\sim 5 - 10$  нм, при  $D = 10^{15}$  см<sup>-2</sup> образуются островки с размерами 100 – 200 нм, а при  $D \geq 10^{16}$  см<sup>-2</sup> происходит перекрывание границ отдельных кластеров. При больших дозах поверхность обогащается атомами Ba (до 55–60 ат.%) и Ca (25– 30 ат.%), а концентрация фтора резко уменьшается (до 15 – 20 ат.%).
3. Постимплантационный отжиг при  $T = 1000$  К приводит к формированию трехкомпонентной пленки типа Ca<sub>0,6</sub>Ba<sub>0,4</sub>F<sub>2</sub>. Ширина запрещенной зоны трехкомпонентной пленки составляет  $\sim 8,0$  эВ.

# МОЛЕКУЛЯРНО-ДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКИ МЕЖСЛОЙНЫХ КЛАСТЕРОВ МЕДИ В КРИСТАЛЛЕ ГРАФИТА

А.А. Ермоленко<sup>1)</sup>, Г.В. Корнич<sup>1)</sup>, Г. Бетц<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Запорожский национальный технический университет,  
г. Запорожье, Украина

<sup>2)</sup>Inst. für Allgemeine Physik, Technische Universität Wien, Wien, Austria

Для построения мишени использовался кристалл  $\alpha$ -графита. В латеральных направлениях кристалла были применены периодические граничные условия. Межслойные кластеры меди содержали 13, 27 и 39 атомов. Конфигурация кластеров между слоями кристалла графита была получена в два этапа. Первый этап состоял в получении конфигурации атомов свободных кластеров. Затем кластеры с полученной конфигурацией помещались между слоями кристалла графита, что потребовало некоторой предварительной деформации этих слоёв. В результате второго этапа релаксации были получены конфигурации межслойных кластеров меди, принявших форму дополнительного монослоя из атомов меди в кристалле графита.

В качестве потенциалов взаимодействия были выбраны: многочастичный потенциал AIREBO /1/ для описания ковалентных связей и межмолекулярных взаимодействий в графите, многочастичный потенциал /2/ на основе модели погруженного атома для описания взаимодействия между атомами меди, потенциал Леннарда-Джонса для описания взаимодействий медь-углерод и потенциал Циглера-Бирзака-Литтмарка для описания взаимодействия бомбардирующих ионов с атомами кластера и кристаллом графита. Параметризация потенциала Леннарда-Джонса для взаимодействия медь-углерод была взята из /3/. Начальные координаты бомбардирующего иона для каждого из одиночных актов бомбардировки генерировались при помощи двумерной псевдослучайной последовательности.

Выявлены преимущественные направления бокового распыления атомов межслойных кластеров. Исследовано изменение структуры межслойных кластеров и кристалла графита в процессе бомбардировки.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Stuart S.J., Tutein A.B. and Harrison J.A. // Journal of Chemical Physics. 2000. V. 112. P. 6472.
2. Betz G., Husinsky W. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. 1995. V. 102. P. 281.
3. Ellis D.E., Mundim K.C., Fuks D. et al. // Materials Science in Semiconductor Processing. 2000. V. 3. P. 123.

# МОДЕЛИРОВАНИЕ РОСТА НАНОВИСКЕРОВ В ДИФFUЗИОННОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

В.И. Киприч, Г.В. Корнич  
Запорожский национальный технический университет,  
г. Запорожье, Украина

В выполненном исследовании проведено моделирование роста нитевидных поверхностных нанокристаллов - вискеро́в, поперечный размер которых  $\sim 10-100$  нм, а длина на порядок больше. Нановискеры имеют уникальные свойства, которые являются перспективными во многих областях прикладной физики и электроники.

Модель описывает следующие аспекты. Подложка подвергается низкоэнергетической бомбардировке атомными частицами двух компонентов. При этом происходит диффузия, осаждение и распыление частиц по подложке, на торцевой поверхности вискера, диффузия по боковой поверхности с подложки на торец, и образование новых кристаллических слоев. Для описания динамики роста нановискера была предложена система диффузионно-подобных уравнений:

$$\frac{\partial C_{SF}^k}{\partial t} = \frac{I_k}{N_0} [\alpha_{kk} C_{SF}^k + \alpha_{kl} C_{SF}^l - Y_{ll}] - \frac{I_l Y_{kl}}{N_0} C_{SF}^k + D_S^k \frac{\partial^2 C_{SF}^k}{\partial x^2}$$
$$\frac{\partial C_S^k}{\partial t} = D_S^k \frac{\partial^2 C_{SF}^k}{\partial x^2} - A_k C_S^k - \rho C_S^l$$

где  $k = 1, 2$  и  $l = 2, 1$  – показывают первую и вторую компоненты системы, и их взаимодействие,  $C_{SF}^k, C_S^k$  – поверхностная концентрация компоненты  $k$  на торце и на боковой поверхности вискера, соответственно;  $\alpha$  – коэффициенты прилипания частичек,  $Y$  – коэффициенты распыления, причем эта величина не является постоянной, а зависит от поверхностной концентрации  $C_{SF}^k$ ;  $N_0$  – поверхностная концентрация целиком заполненного пласта атомов на торце вискера;  $I$  – плотность потока частичек, которые бомбардируют подложку;  $D_S$  – коэффициент поверхностной диффузии соответствующей компоненты;  $A$  – вероятность вылета атомов из боковой поверхности вискера,  $\rho$  – вероятность осаждения атомов на нее.

Предложенная модель разрешает исследовать динамику роста нановискера, а также подобрать оптимальные параметры его образования во время напыления.

# ЗАВИСИМОСТЬ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В МАТЕРИАЛАХ ОТ ВИДА АТОМНОГО ПОТЕНЦИАЛА

А. И. Толмачев

Российский новый университет, Москва, Россия

Если в результате ионной бомбардировки атом мишени получает достаточную энергию, он покидает узел решетки, и в данном месте образуется вакансия. Распределение вакансий по глубине мишени зависит от энергии ионов, отношения масс иона и атома мишени, а также от вида атомного потенциала. Для ионов средних энергий число вакансий при удалении от поверхности мишени сначала возрастает, затем на некоторой глубине достигает максимума и после этого постепенно убывает до нуля, что соответствует уменьшению энергии ионов до такого значения, при котором они уже не могут инициировать каскад атомов отдачи /1,2/.

В настоящей работе задача о распределении вакансий рассматривается для неупорядоченной мишени, имеющей гладкую поверхность. Решение ведется на основании системы из двух уравнений Больцмана – одного уравнения для рассеянных ионов и второго уравнения для атомов отдачи /3/. При этом можно считать, что зависимость сечения рассеяния от переданной энергии приближенно описывается степенным законом, где показатель степени связан с энергией ионов и видом атомного потенциала. Показано, что наиболее благоприятным для развития каскада является случай потенциала твердых сфер и равных масс ионов и атомов мишени. В этом случае в результате каждого столкновения в среднем образуются две тождественные частицы с одинаковой энергией. Напротив, в случае кулоновского или обратноквадратичного потенциалов и существенно различных масс ионов и атомов каскад может вообще не образоваться, и распределение вакансий по глубине мишени будет представлять собой монотонно убывающую кривую без максимума. Полученные результаты сопоставлены с результатами расчетов по программе SRIM.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Экштайн В. Компьютерное моделирование взаимодействия частиц с поверхностью твердого тела. – М.: Изд-во «Мир», 1995. – 321 с.
2. Машкова Е. С. Физические основы взаимодействия ионов с материалами. – М.: Изд-во МГУ, 2005. – 102 с.
3. Tolmachev A. I. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1994, v. B 93, p. 415.

# НАКОПЛЕНИЕ ДЕФЕКТОВ И МОРФОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ В GaN ПРИ ОБЛУЧЕНИИ КЛАСТЕРНЫМИ ИОНАМИ

А.Ю. Азаров<sup>1)</sup>, П.А. Карасёв<sup>2)</sup>, А.И. Титов<sup>2)</sup>, С.О. Кучеев<sup>3)</sup>,  
С.Ю. Землякова<sup>4)</sup>

<sup>1)</sup> Royal Institute of Technology, Stockholm, Sweden

<sup>2)</sup> Государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

<sup>3)</sup> Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, USA

<sup>4)</sup> Государственный электротехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

Процессы дефектообразования, а также их эффективность могут существенно отличаться для случаев облучения полупроводников кластерными и атомарными ионами. Данное различие обусловлено появлением областей с повышенной плотностью смещений в области перекрытия каскадов, создаваемых компонентами кластерного иона. Так, ранее было показано, что в эквивалентных условиях облучения, увеличение числа атомов фтора в кластерном ионе  $\text{PF}_n$  приводит к значительному росту скорости поверхностной аморфизации в GaN /1/.

Образцы GaN, облучались при комнатной температуре атомарными  $\text{P}^+$ , а также кластерными ионами  $\text{PF}_n^+$  ( $n = 2, 4$ ) с энергией  $E = 1.3$  кэВ/а.е.м. в широком диапазоне изменения плотностей ионного потока и доз облучения. Морфология поверхности, а также степень нарушения кристаллической структуры определялись с помощью атомно-силовой микроскопии и спектрометрии резерфордского обратного рассеяния в сочетании с каналированием, соответственно.

Обнаружено, что в случае облучения GaN кластерными ионами плотность потока ионов не оказывает влияния на накопление разупорядочения, как в объеме материала, так и вблизи поверхности. Данный результат может свидетельствовать о преимущественно линейном взаимодействии генерируемых точечных дефектов в объеме материала и существенной роли нелинейных энергетических пиков в процессах поверхностной аморфизации для кластерных ионов.

Результаты также показывают, что облучение атомарными ионами приводит к увеличению шероховатости поверхности, в то время как при бомбардировке кластерными ионами возможно появление блистеров и, как следствие, формирование кратеров на поверхности.

Работа поддержана грантами РФФИ 08-08-00585 и 09-08-92657. Work at LLNL was performed under the auspices of the U.S. DOE by LLNL under Contract DE-AC52-07NA27344.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Kucheyev S.O., Azarov A.Yu., Titov A.I., Karasev P.A., and Kuchumova T. M. // принято к публикации в J. Phys. D.

**Секция IV**

**МОДИФИКАЦИЯ И АНАЛИЗ ПОВЕРХНОСТИ**



# ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ НА СВОЙСТВА 4Н-SiC ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ ГАЗОФАЗНОГО ОСАЖДЕНИЯ

В.В. Козловский<sup>1)</sup>, А.М. Иванов<sup>2)</sup>, А.А. Лебедев, Н.Б. Строкан

<sup>1)</sup>Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

<sup>2)</sup>Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе РАН

Значимость информации, получаемой при изучении радиационного дефектообразования (РД) в полупроводниках, определяется совершенством (качеством) исходных материалов. Чем выше качество материала, т.е. чем меньше, в частности, концентрация дефектов, тем ниже дозные нагрузки, при которых наблюдаются изменения свойств полупроводника. Поэтому, при сравнении РД в различных полупроводниках, особенно в новых и перспективных, необходимо, чтобы исследуемые образцы были сравнимого совершенства. Особая роль в полупроводниковой электронике принадлежит широкозонным полупроводникам, и, в частности, карбиду кремния. Открытый более века назад и практически забытый к началу 70-х годов, карбид кремния начал реально возрождаться для электроники только в начале 90-х годов после разработки для него метода газового осаждения (chemical vapor deposition - CVD /1/). К настоящему времени можно констатировать, что наилучших успехов достигла технология получения 4Н-политипа карбида кремния, который и используется, в основном, для производства SiC-приборов. В настоящей работе проведен анализ РД именно в 4Н-SiC (CVD). В качестве объекта сравнения использовался кремний, выращенный по методу бестигельной зонной плавки. В качестве факторов воздействия исследовались характерные для радиационных поясов Земли (поясов Ван Аллена - Вернова) потоки электронов и протонов МэВ-ных энергий /2/. Показано, что существовавшие в 70-х годах представления об особенностях процессов РД в SiC /3/ должны быть серьезно пересмотрены.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Лебедев А.А. // ФТП, 1999, Т.33, вып.2, С.129.
2. Громов В.Т. // Введение в радиационную физику твердого тела, Снежинск, Изд.ВНИИТФ, 2007, С.26.
3. Коршунов Ф.П., Гатальский Г.В., Иванов Г.М. // Радиационные эффекты в полупроводниковых приборах, Минск, Наука и техника, 1978, С.110.

## СТРУКТУРНЫЕ И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{MgO}/\text{Fe}_3\text{Si}$

А.Ю. Гойхман<sup>1),4)</sup>, Ю.Ю. Лебединский<sup>1)</sup>, А.В. Зенкевич<sup>1)</sup>, П.С. Черных<sup>2)</sup>,  
В.С. Куликаускас<sup>2)</sup>, В. В. Самсонова<sup>3)</sup>, Н.С. Перов<sup>3)</sup>,

Г.С. Куприянова<sup>4)</sup>

<sup>1)</sup>МИФИ(ГУ), Москва, Россия

<sup>2)</sup>НИИЯФ МГУ им. Скобелевца, Москва, Россия

<sup>3)</sup>Физический факультет МГУ, Москва, Россия

<sup>4)</sup>РГУ им. Канта, г. Калининград, Россия

Магнитные туннельные переходы (МТП), состоящие из двух ферромагнитных (ФМ) электродов, разделённых сверхтонким изолирующим (И) слоем, являются перспективными функциональными структурами для энергонезависимой магниторезистивной памяти произвольного доступа (MRAM) [1]. Ферромагнитные полуметаллы гейслеровского типа и  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  привлекают особое внимание, т.к. теоретически они могут давать высокие значения спиновой поляризации, которая определяет магнитносопротивление МТП [2].

Данная работа посвящена результатам разработки метода формирования импульсным лазерным осаждением эпитаксиальных и поликристаллических структур типа ФМ/И/ФМ на основе ферромагнитного полуметаллического силицида  $\text{Fe}_3\text{Si}$  с температурой Кюри  $T_c \sim 800$  К, коэрцитивной силой  $H_c \sim 10\text{-}50$  Э, магнетита  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  с такой же  $T_c$ , но гораздо большей  $H_c \sim 350$  Э, и  $\text{MgO}$  в качестве изолятора. Слои  $\text{Fe}_3\text{Si}$  и  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  формировались путем абляции из стехиометричных мишеней на подложки  $\text{MgO}(100)$  и окисленного  $\text{Si}$  для формирования эпитаксиальных и поликристаллических структур, соответственно. Сверхтонкие ( $\sim 2$  нм) слои  $\text{MgO}$  получены осаждением  $\text{Mg}$  при комнатной температуре в атмосфере  $\text{O}$  низкого давления ( $P_0 \sim 10^{-7}$  Торр). Методами рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии и спектроскопии рассеяния медленных ионов *in situ* исследованы химический состав формируемых слоев  $\text{Fe}_3\text{Si}$  и  $\text{Fe}_3\text{O}_4$ , а также сполнность и толщина  $\text{MgO}$ . Анализ структурных свойств и ориентационных эффектов проводился *ex-situ* методами резерфордского обратного рассеяния в сочетании с каналированием, и ферромагнитного резонанса при исследовании *in-plane* анизотропии ФМ слоев. Магнитные свойства как отдельных магнитных слоев  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  и  $\text{Fe}_3\text{Si}$ , так и всей структуры в целом исследовались методами вибрационной магнитометрии и ферромагнитного резонанса.

Для обоих типов сформированных 3-х слойных структур (поликристаллических и эпитаксиальных) продемонстрировано независимое переключение намагниченности в ФМ слоях.

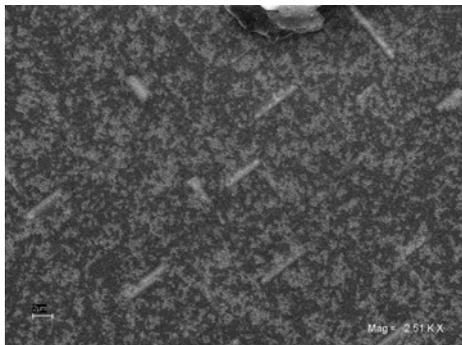
## ЛИТЕРАТУРА

1. Zutic I., Rev. Mod. Phys., **76** (2004) 323.
2. Ирхин В.Ю., Кацнельсон М.И., УФН., **164** (1994) 7

# ФОРМИРОВАНИЕ СТЕРЖНЕОБРАЗНЫХ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ПРЕЦИПИТАТОВ СИЛИЦИДА НИКЕЛЯ ПРИ МАГНЕТРОННОМ НАПЫЛЕНИИ УГЛЕРОДА И НИКЕЛЯ НА КРЕМНИЙ

П.Н.Черных, Н.Г. Чеченин, И.Сергачев, М.А. Тимофеев  
Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Ско-  
бельцына, Московского государственного университета имени М.В.  
Ломоносова, Москва, Россия

Обнаружено формирование стержнеобразных структур при одновременном магнетронном осаждении углерода и никеля на кремниевую подложку с естественным окислом кремния и поверхностью (100), ориентированных вдоль направлений  $\langle 110 \rangle$  и  $\langle -110 \rangle$  кристалла кремния. Осаждение в аналогичных условиях на кремниевую подложку с ориентацией (111) не приводило к формированию стержнеобразных структур. Исследования показали, что стержнеобразные структуры представляют собой эпитакси-



альные преципитаты силицида никеля. Получены результаты экспериментального исследования состава, структуры и формы образующихся кластеров силицидов в зависимости от ориентации подложки кремния.

Нанесение исследуемых покрытий производилось с помощью магнетронного распыления с использованием установки AJA ATC ORION.

Напыление производилось одновременно с двух мишеней в DC режиме, в атмосфере аргона при давлении  $3 \cdot 10^{-3}$  мбар. Одна из мишеней содержала чистый углерод в форме графита, вторая состояла из углерода с варьируемым содержанием никеля. Кремниевая подложка находилась на расстоянии 150 мм от мишеней и поддерживалась при осаждении при температуре  $750^\circ\text{C}$ . Качество эпитаксии наносимого покрытия детектировалось методикой POP в режиме каналирования ионов (POP/КИ). Вид и структура покрытий анализировался с помощью сканирующего электронного микроскопа (СЭМ) (SEM LEO), а так же оптического микроскопа Zeiss A1m и атомно-силовой микроскопии (АСМ). Анализ состава в конкретных точках покрытия анализировался с помощью рентгеновской приставки к СЭМ.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР AlGaN/GaN СПЕКТРОМЕТРИЕЙ РОЗЕРФОРДОВСКОГО ОБРАТНОГО РАССЕЙЯНИЯ

К.Л. Енишерлова<sup>2)</sup>, В.С. Куликаускас<sup>1)</sup>, В.В. Затекин<sup>1)</sup>,  
Н.Б. Гладышева<sup>2)</sup>, Т.Ф. Русак<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>НИИ ЯФ МГУ, Москва, Россия

<sup>2)</sup>ФГУП НПП «Пульсар», Москва, Россия

Исследование и промышленное освоение полупроводниковых структур и приборов на основе GaN и его твердых растворов в последнее время идет рекордными темпами. Однако использование различных материалов при изготовлении подложек, а также методы выращивания эпитаксиальных слоев оставляют ряд нерешенных вопросов в проблеме получения качественных структур и оптимальном построении некоторых технологических операций при формировании на таких гетероструктурах полупроводниковых приборов.

В работе анализировались структурные особенности, наличие некоторых фоновых примесей гетероструктур AlGaN/GaN, выращенных как методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений (MOCVD), так и методом молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ). В качестве подложек использовались монокристаллические пластины из лейкосапфира, карбида кремния и высокоомного кремния. Исследования проводились методом резерфордовского обратного рассеяния (RBS) в сочетании с эффектом каналирования при энергии анализирующего пучка ионов He 2 МэВ. Одновременно методами металлографии определялась плотность дислокаций в эпитаксиальных слоях гетероструктур.

В результате проведенных исследований было показано, что методом MOCVD даже при использовании сапфировых подложек, несмотря на значительное рассогласование кристаллических решеток подложки и эпитаксиального слоя, возможно получение активных слоев гетероструктур с высоким структурным совершенством ( $\chi = 1,1 \%$ ). Менее совершенные гетероструктуры ( $\chi = 7,5\%$ ) были получены при использовании в качестве подложки кремниевой пластины. Методом металлографии также было показано, что для этой структуры характерна высокая плотность линий скольжения. Методами RBS анализировались возможные изменения структуры эпитаксиальных пленок при формировании омических контактов, а также возможность диффузии металлов контактного слоя в решетку эпитаксиальных слоев.

Проведенные исследования показали большую информативность данного метода для исследования и корректировки технологий при работе с этими крайне перспективными широкозонными материалами.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКИХ ПЛЕНОК (Zn,Co)O МЕТОДОМ РЕЗЕРФОРДОВСКОГО ОБРАТНОГО РАССЕЙЯНИЯ

Л.И. Бурова<sup>1)</sup>, О.Ю. Горбенко<sup>1)</sup>, С.В. Самойленков<sup>1)</sup>, А.Р. Кауль<sup>1)</sup>,  
В.С. Куликаускас<sup>2)</sup>, В.В. Затекин<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Химический факультет МГУ, Москва, Россия

<sup>2)</sup> НИИ ЯФ МГУ, Москва, Россия

Широкозонные разбавленные магнитные полупроводники, к классу которых относится ZnO, легированный Co, сочетая высокотемпературный ферромагнетизм (ВТФМ) с оптической прозрачностью, открывают возможности для создания совершенно новых устройств спинтроники. Природа ВТФМ в пленках (Zn,Co)O, несмотря на интенсивное изучение, до сих пор является предметом дискуссии, что связано, прежде всего, с плохой воспроизводимостью магнитных свойств пленок.

Метод Резерфордовского обратного рассеяния был применен для исследования тонких пленок (Zn,Co)O, осажденных методом CVD на монокристаллические подложки R-Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и (111) ZrO<sub>2</sub>(Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>). Было показано, что пленки, осаждаемые CVD в кислороде, имеют большую неоднородность по толщине, а CVD с использованием водяного пара позволяет получать достаточно гладкие и однородные пленки. Для исследования качества эпитаксии пленок на подложке (111) ZrO<sub>2</sub>(Y<sub>2</sub>O<sub>3</sub>) была применена методика каналированного обратного рассеяния, однако интенсивности выхода обратного рассеяния для «случайных» и «канализированных» спектров практически совпадали, что говорит о несовершенстве кристаллической структуры пленок.

Некоторыми исследователями /1/ высказывается предположение, что к возникновению ВТФМ в (Zn,Co)O приводит высокая концентрация примесного водорода, так как водород является добавкой, инициирующей сильное короткодействующее спин-спиновое взаимодействие между магнитными ионами Co<sup>2+</sup>. Для изучения природы магнетизма в получаемых пленках было проведено определение концентрации водорода и распределение его по толщине пленок с использованием метода ядер отдачи. Было показано, что в пленках, полученных CVD с использованием водяного пара, водород достаточно равномерно распределен по толщине пленок, тогда как в пленках, осажденных в кислороде, водород присутствует лишь на поверхности. Этот результат может позволить в дальнейшем сделать выводы о преимуществе той или другой из вышеуказанных методик CVD-синтеза пленок (Zn,Co)O для достижения в них ВТФМ.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Park C.H., Chadi D.J. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 94. P. 127204.

# МОДИФИЦИРОВАНИЕ НАНОТВЕРДОСТИ И МОРФОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ ИОННО-АССИСТИРОВАННЫМ НАНЕСЕНИЕМ ТОНКИХ ПЛЕНОК

С.М. Барайшук<sup>1)</sup>, В.В. Тульев<sup>2)</sup>, В.Ф. Гременок<sup>3)</sup>, И.С. Ташлыков<sup>1)</sup>

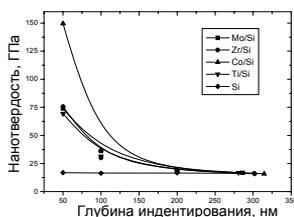
<sup>1)</sup> Белорусский государственный педагогический университет,  
г. Минск, Беларусь

<sup>2)</sup> Белорусский государственный технологический университет,  
г. Минск, Беларусь

<sup>3)</sup> Научно-практический центр Национальной академии наук Беларуси  
по материаловедению, г. Минск, Беларусь

В данной работе обсуждаются экспериментальные результаты по изучению механических свойств и топографии поверхности кремния, модифицированной ионно-ассистируемым осаждением покрытий Ti, Co, Zr и Mo. Осаждение покрытий происходило при давлении в мишенной камере  $\sim 10^{-2}$  Па. Интегральный поток ассистирующих ионов составлял  $\sim 2 \cdot 10^{16}$  см<sup>-2</sup>, при ускоряющей разности потенциалов 3 кВ и плотности ионного тока  $\sim 0,26$  мкА/см<sup>2</sup>. В результате осаждения на поверхности Si были сформированы металлосодержащие покрытия толщиной  $\sim 50-100$  нм. Механические свойства поверхности сформированных структур изучались методом наноиндентирования с использованием нанотвердомера «Fisher H100», топография поверхности образцов с использованием атомно-силового микроскопа NT 206.

При измерении нанотвердости покрытий нагрузка на индентор изменялась в интервале от 0.4 до 20 мН. Глубина проникновения индентора составляла 50–300 нм. Для каждого образца было проведено 5 измерений в различных точках покрытия. После этого данные усреднялись по всему образцу. По данным эксперимента были рассчитаны значения нанотвердости и модуля Юнга поверхности исходного и модифицированного кремния. Графики зависимости нанотвердости поверхности сформированных структур от глубины индентирования представлены на рис. Анализ данных показывает, что на поверхности кремния формируется покрытие с повышенной твердостью, значения которой превышает в 3-10 раз твердость поверхности исходного кремния. Наибольшая твердость наблюдается для покрытий на основе Co. При увеличении глубины индентирования интегральная нанотвердость системы Me/Si приближается к нанотвердости исходного кремния.



Как следует из данных, полученных методом АСМ, средняя шероховатость поверхности образцов весьма незначительна и изменяется от  $\sim 0.2$  нм у исходного кремния до  $\sim 1.1$  нм на поверхности кремния с титановым покрытием. Полная площадь фрагмента практически не отличается от проецируемой площади для всех изученных металлопокрытий.

# ВЛИЯНИЕ ДОЗЫ УСКОРЕННЫХ ИОНОВ $\text{Xe}^+$ НА ПОВРЕЖДЕНИЕ КРЕМНИЯ ПРИ ИОННО-АССИСТИРОВАННОМ НАНЕСЕНИИ $\text{Tl}$ ПОКРЫТИЙ

И.С. Ташлыков<sup>1)</sup>, О.М. Михалкович<sup>1)</sup>, И.П. Антонович<sup>1)</sup>, А.И. Туровец<sup>1)</sup>,  
Ю.А. Ермаков<sup>2)</sup>, В.С. Черныш<sup>2)</sup>,

<sup>1)</sup> Белорусский государственный педагогический университет, Минск, Беларусь

<sup>2)</sup> НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Нанесение покрытий на поверхность изделий является эффективным средством модифицирования свойств изделий. Поэтому актуальным представляется изучение массопереноса в тонкопленочных системах и влияние на него радиационных воздействий, которые происходят при ионно-плазменном осаждении покрытий. В данной работе для осаждения  $\text{Tl}$  покрытий на кремний в условиях ионного ассистирования использовали резонансный источник вакуумной дуговой плазмы (вакуум  $10^{-2}$  Па). В качестве подложки использовали пластины (100) Si. Отношение плотности потоков ионизированной и нейтральной фракции осаждаемого на подложку материала при нанесении покрытий составляло 0.2-0.4, скорость осаждения покрытий была 0.3-0.4 нм/мин. Покрытия наносились на исходные пластины кремния и на пластины, предварительно облученные ионами  $\text{Xe}^+$ . Для изучения радиационного дефектообразования и пространственного распределения радиационных дефектов в конструкциях покрытие/подложка применяли метод POP в сочетании с каналированием ионов  $\text{He}^+$  с энергией 2.0 МэВ и геометрией рассеяния  $\theta_1=0^\circ$ ,  $\theta_2=12^\circ$ ,  $\theta_3=168^\circ$ , а также методику /1/.

Установлен факт насыщения радиационными дефектами поврежденного кремния, при увеличении дозы ионов  $\text{Xe}^+$ , имплантированного в кремний уже при значениях порядка  $9 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Нанесение  $\text{Tl}$  покрытий характера зависимости не изменяет. Однако, в процессе облучения ассистирующими ионами  $\text{Tl}^+$  наблюдается тенденция уменьшения слоевой концентрации дефектов, созданных в кремнии при имплантации ионов  $\text{Xe}^+$  как с  $E = 10$  кэВ, так и с  $E = 20$  и  $40$  кэВ. По-видимому, под воздействием ионов, ассистирующих нанесение покрытий, происходит частичное восстановление радиационного повреждения кремния в результате протекания диффузионных процессов массопереноса.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bögh E. // Canad. J. of Phys. 1968. V. 46. P. 653-659

# ЛЕГИРОВАНИЕ КОНСТРУКЦИОННОЙ СТАЛИ ЦИРКОНИЕМ И ТИТАНОМ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ КОМПРЕССОННОЙ ПЛАЗМЫ

В.В. Углов<sup>1)</sup>, Н.С. Тарасюк<sup>1)</sup>, Н.Н. Черенда<sup>1)</sup>, Е.К. Стальмошенко<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Белорусский Государственный Университет, г. Минск, Беларусь

Одним из перспективных направлений в технологии модификации твердых тел является использование плазменных ускорителей, позволяющих производить легирование. В данной работе на низкоуглеродистую сталь Ст3 методом конденсации с ионной бомбардировкой наносилось покрытие из титана и циркония, толщина которого составляла  $\approx 2$  мкм [1]. Для исследования влияния этих легирующих элементов на состав и свойства матрицы были выбраны два режима нанесения: однокомпонентный (системы титан-сталь и цирконий-сталь) и двухкомпонентный (система титан-цирконий-сталь).

Полученные таким образом образцы обрабатывались компрессионными потоками плазмы [1]. Режим этой обработки подбирался с учетом того, чтобы расплавить покрытие и поверхностные слои подложки для жидкофазного перемешивания элементов. Поскольку в качестве плазмообразующего вещества использовался в основном азот, то существовала возможность легирования им поверхностных слоев обработанной системы.

Согласно данным рентгеноструктурного анализа для систем титан-сталь и цирконий-сталь произошло формирование нитридов титана и циркония соответственно, а также твердых растворов легирующих веществ на основе  $\alpha$ - и  $\gamma$ -Fe. Для системы с содержанием циркония можно отметить также дополнительно присутствие оксидов циркония в поверхностном слое. Система с двухкомпонентным покрытием характеризуется отличным от однокомпонентных систем фазовым составом, как-то наличием интерметаллида  $\text{Fe}_2\text{Ti}$ , а также твердого раствора  $(\text{Ti}, \text{Zr})\text{N}$ .

Формирование высокотвердых нитридов (в особенности нитрида циркония) в приповерхностных слоях проявило себя на результатах исследований твердости методом микроиндентирования. Твердость циркониесодержащих систем в  $\approx 1,5$  раза больше твердости системы титан-сталь и до  $\approx 3$  раз больше твердости необработанной стали.

## ЛИТЕРАТУРА

1. В.В. Углов, Е.К. Стальмошенко, Н.Н. Черенда, Н.С. Тарасюк, В.М. Асташинский, А.М. Кузьмицкий. Фазообразование в поверхностных слоях системы титан-цирконий-сталь при комбинированном воздействии плазменных потоков // Труды XVIII Международного совещания «Радиационная физика твердого тела», Севастополь, 7 – 12 июля 2008, с.615- 620.

## СТРУКТУРНО-ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В ТИТАНЕ, ЛЕГИРОВАННОМ АТОМАМИ ХРОМА И МОЛИБДЕНА

В.В. Углов<sup>1</sup>, Н.Н. Черенда<sup>1</sup>, В.И. Шиманский<sup>1</sup>, Н.В. Шостак<sup>1</sup>  
В.М. Асташинский<sup>2</sup>, А.М. Кузьмицкий<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

<sup>2</sup>Институт физики им Б.И. Степанова НАНБ, г. Минск, Беларусь

Исследования последних лет /1-2/ показывают эффективность использования компрессионных плазменных потоков (КПП) для модификации поверхностных свойств различных материалов. Преимущество данного метода заключается в возможности легирования поверхностных слоев элементами предварительно нанесенных на них материалов, а также плазмообразующим веществом за сравнительно небольшое время (до 100 мкс). Целью данной работы являлось исследование структурно-фазовых превращений в титане, легированном элементами из различных групп  $\beta$ -стабилизаторов при воздействии КПП.

Покрyтия хрома и молибдена (толщина 1 – 2 мкм) наносились на титановые подложки вакуумно-плазменным методом с последующим воздействием КПП в атмосфере азота (400 Па). Поглощенная энергия изменялась в диапазоне от 15 до 35 Дж/см<sup>2</sup> за один импульс. Для исследования элементного и фазового состава применялись методы растровой электронной микроскопии, Оже-электронной спектроскопии и рентгеноструктурного анализа.

Использование азота как плазмообразующего вещества приводит к формированию нитрида Ti<sub>2</sub>N, который локализован преимущественно в приповерхностном слое толщиной до 2 мкм. Причем концентрация нитрида увеличивается с ростом энергии, поглощенной поверхностным слоем. Нижележащий слой толщиной до 10 мкм характеризуется пластинчатой структурой, образованной при затвердевании из расплавленного состояния и представляющей собой выделения  $\beta$ -фазы титана. Легирование молибденом, по сравнению с легированием хромом, обуславливает большую концентрацию  $\beta$ -фазы. Концентрация легирующих элементов зависит от режимов обработки и уменьшается с увеличением энергии поглощенной поверхностным слоем, что приводит к уменьшению объемной доли  $\beta$ -фазы. Таким образом, легирование титана атомами хрома и молибдена приводит к структурно-фазовым превращениям – формированию  $\beta$ -фазы.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Углов В.В., Черенда Н.Н. и др. // ФХОМ, 2007, №1, с. 40.
2. Uglov V.V., Anishchik V.M. et al.// Surf. Coat. Technol. 2005, V. 200, P. 297.

# ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА МАССОПЕРЕНОС В ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЯХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПЛОТНОЙ КОМПРЕССОННОЙ ПЛАЗМОЙ

Н.Т. Квасов<sup>1)</sup>, А.В. Пунько<sup>1)</sup>, В.В. Углов<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, г. Минск, Беларусь

<sup>2)</sup>Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

Экспериментально обнаружено проникновение компонентов металлического покрытия (титан, цирконий, молибден) в сталь на глубины  $10\div 25$  мкм, вместо долей микрона, предсказываемых стандартной теорией диффузии. Проведенные ранее расчеты, учитывающие термо- и бародиффузию, объясняют проникновение до  $4\div 5$  мкм /1/. В представленной работе предложен новый механизм массопереноса при формировании многокомпонентных поверхностных покрытий на металлических подложках в присутствии внешнего электрического поля, обусловленного переменным магнитным полем, возбуждаемым выносными токами разряда.

Моделирование массопереноса проводилось с использованием метода конечных элементов, реализованного в пакете FEMLAB.

Проведенные исследования выявили аналогию между воздействием электрического поля на заряженные примеси и конвекционной диффузией, а также позволили объяснить экспериментально наблюдаемое сверхглубокое проникновение примеси при высокотемпературном энергетическом воздействии. При этом расчетная глубина проникновения компонентов покрытия составила  $15\div 18$  мкм, что сопоставимо с экспериментальными данными /1/.

Показано, что в зависимости от направления внешнего электрического поля происходит как легирование глубоких слоев компонентами приповерхностных, так и наоборот – приповерхностных слоев компонентами глубоких. Рассчитана величина пороговой напряженности внешнего электрического поля ( $2\cdot 10^5$  В/м), при которой диффузия в присутствии внешнего электрического поля становится соизмеримой с концентрационной диффузией.

## ЛИТЕРАТУРА

1. V.V. Uglov, V.M. Anishchik and others// High Temperature Material Processes. 2004. V.8. Issue 4. P. 605.

# МОДИФИКАЦИЯ УГЛЕРОДНЫХ ПЛЕНОК ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МОЩНЫМ ИОННЫМ ПУЧКОМ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

В.С. Ковивчак, Т.В. Панова, О.В. Кривоzubов  
Омский филиал Института физики полупроводников СО РАН,  
г. Омск, Россия

Омский государственный университет, г. Омск, Россия

Углеродные пленки имеют большие перспективы применения в различных отраслях промышленности (от машиностроения до микро- и нанoeлектроники). Учитывая химические особенности углерода, важной задачей является модификация свойств таких углеродных покрытий с использованием мощного ионного пучка, который благодаря высоким значениям пробега ионов позволяет проводить модификацию на глубины, сопоставимые с толщинами используемых углеродных пленок.

В настоящей работе исследовано изменение морфологии поверхности, электропроводности углеродных пленок при воздействии мощного ионного пучка (МИП) наносекундной длительности. В качестве подложек использовались пластины кремния, покрытого слоем  $\text{SiO}_2$  плавленого кварца, ситалла СТ-50 и натрий-силикатного стекла.

Углеродные пленки ( $\alpha\text{-C:H}$ , алмазоподобные, с нанотрубками) толщиной до 3 мкм наносилось на вышеуказанные подложки с использованием PECVD метода. В качестве рабочего газа использовалась смесь метана ( $\text{C}_2\text{H}_2$ ) и водорода ( $\text{H}_2$ ). Температура подложек во время осаждения варьировалась от комнатной до  $800^\circ\text{C}$ . Облучение проводилось на ускорителе «Темп» протон-углеродным пучком (30%  $\text{H}^+$  и 70%  $\text{C}^+$ ) со средней энергией 300 кэВ, длительностью импульса 60 нс. В экспериментах варьировалась плотность тока пучка (от 10 до  $150\text{ A/cm}^2$ ) и число импульсов облучения (от 1 до 10). Исследование морфологии поверхности углеродных пленок проводилось методами, как оптической (Neophot-2), так и атомно-силовой микроскопии (сканирующий зондовый микроскоп Solver PRO).

Установлено, что облучение углеродного тонкопленочного покрытия МИП с высокой плотностью тока приводит к существенным изменениям морфологии поверхности, которое выражается в формировании поверхностных неоднородностей, как микро- так и наноразмерного масштаба. Удельное сопротивление исходных углеродных пленок, которое в зависимости от режимов получения может меняться в широких пределах после облучения, как правило, уменьшается, что может быть связано как с удалением водорода из пленки, так и с разложением соединений (типа трансполиацетилена), формирующихся при таком способе осаждения углеродной пленки.

## ФОРМИРОВАНИЕ ДИСПЕРСНЫХ СТРУКТУР ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МОЩНЫМ ИОННЫМ ПУЧКОМ МЕТАЛЛОВ С УГЛЕРОДНЫМ ПОКРЫТИЕМ

Т.В. Панова, В.С. Ковивчак, В.И. Блинов, Г.И. Геринг, К.О.Шарифулин  
Омский государственный университет, г. Омск, Россия  
Омский филиал института физики полупроводников СО РАН,  
г. Омск, Россия

Современная промышленность требует создания конструкционных материалов, обладающих высокой прочностью и жаростойкостью. Наиболее перспективными материалами, способными работать при повышенных температурах являются дисперсно-структурные материалы. Размеры их структуры, основным элементом которых являются зерна (или кристаллиты), варьируются от грубодисперсных (~200-1000 мкм) до ультрадисперсных или нанокристаллических (~ 10-100 нм). Большой интерес представляет получение дисперсных структур в металлах и сплавах с покрытиями при интенсивной обработке высокоэнергетическими пучками заряженных частиц. В процессе быстрого расплавления покрытия и нижележащего слоя мишени происходит перемешивание атомов покрытия с основой. Последующее быстрое охлаждение способствует удержанию в твердом растворе растворенных атомов при концентрациях, близких к предельным.

В настоящей работе были проведены исследования закономерностей формирования фазового состава, дисперсной структуры и свойств модифицированных мощным ионным пучком (МИП) алюминиевых сплавов АД1, АК6; стали СТ3 и никеля с покрытием из углерода. Обработка образцов протон-углеродным пучком проводилась на ускорителе "Темп". Углеродные покрытия с толщиной не превышающей проективного пробега ионов, наносились на образцы с использованием PECVD метода на постоянном токе. В качестве рабочего газа использовалась смесь метана ( $C_2H_2$ ) и водорода ( $H_2$ ). Степень дисперсности оценивалась по изменению размеров областей когерентного рассеяния (ОКР) при дифрактометрических исследованиях на дифрактометре ДРОН-3М. Для выявления закономерностей перемешивания покрытия с мишенью были исследованы закономерности структурообразования в материалах мишени без покрытия. Предварительные исследования показали образование во всех используемых в эксперименте типах мишеней соединений с углеродом при облучении МИП. Варьирование плотности тока пучка привело к уменьшению размеров ОКР. Проводится анализ полученных данных с учетом особенностей атомно-кристаллического строения, теплофизических и химических характеристик материалов.

# ФОРМИРОВАНИЕ ИОННО-ЛЕГИРОВАННЫХ СЛОЕВ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МАТРИЦЕ МЕТОДОМ ИОННОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПУЧКОВ ИОНОВ С ШИРОКИМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ СПЕКТРОМ

Б.А. Калинин, Н.В. Волков, И.В. Олейников  
Московский инженерно-физический институт  
(государственный университет), Москва, Россия

Многие энергонапряженные изделия атомной техники, например оболочки твэлов из циркониевых сплавов, эксплуатируются в достаточно жестких условиях. Известно, что их коррозионная и эрозионная стойкость, сопротивление разрушению, износу, фреттинг-коррозии и водородное охрупчивание определяются структурно-фазовым состоянием (СФС) приповерхностных слоев сплавов, которые могут значительно изменяться с помощью радиационно-пучковых технологий (РПТ) /1/.

Для повышения эксплуатационных свойств ряда материалов в качестве метода РПТ выбран метод комплексного легирования их внешней поверхности атомами Al, Fe, Mo, Y из многослойных пленок при облучении «пленка-подложка» двухкомпонентным пучком ионов  $\text{He}^+ + \text{Ar}^+$  ( $C_{\text{He}} : C_{\text{Ar}} = 1 : 10$ ) с широким энергетическим спектром (средняя энергия ионов в пучке 10 кэВ).

За счет радиационно-стимулированных процессов (ионного перемешивания) максимальная глубина проникновения  $X_m$  атомов пленки в подложку достигает 100 нм и более. Методом ВИМС выявлено, что в результате ионного легирования в образцах на глубине до 100 нм формируются многослойные градиентные слои, существенно повышающие эксплуатационные свойства материалов/2/:

- повышается микротвердость на 20-50 %;
- снижается плотность выделений;
- обнаружены интерметаллические соединения, состоящие как из внедряемых атомов, так и атомов матрицы, например, для циркониевой матрицы преимущественно образуются соединения типа  $\text{Zr}_3\text{Al}$ ,  $\text{ZrFe}_2$ ,  $\text{Zr}(\text{FeNb})$ ,  $\text{ZrMo}_2$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Калинин Б.А. // Известия ТПУ-2000. -Т.303. -Вып.2. -С.46-58.
2. Kalin B.A., Volkov N.V. // Proceedings of 12<sup>th</sup> International Conference on Physics and Chemistry of Inorganic materials. -Tomsk. -2003-P.231-235.

# ЭРОЗИЯ ПОВЕРХНОСТИ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ИОНОВ С ШИРОКИМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ СПЕКТРОМ

Б.А. Калинин, Н.В. Волков, С.Е. Сабо  
Московский инженерно-физический институт  
(государственный университет), Москва, Россия

Известно, что во многих электрофизических приборах и установках материалы несущих конструкций и электронно-оптических систем подвергаются одновременному воздействию ионов различных масс и энергий /1/. Под действием потоков заряженных частиц (ионов) поверхность материалов распыляется и изменяет электрофизические свойства /1,2/. В этой связи является важным проведение длительных имитационных радиационных экспериментов в условиях, наиболее приближенных к условиям в эксплуатирующихся электрофизических установках.

В работе изучалась радиационная эрозия поверхности ряда материалов при воздействии потоков ионов с широким энергетическим спектром, имитирующих одновременное воздействие ионов  $\text{He}^+$ ,  $\text{Ar}^+$  с энергией в интервале 6 - 9 кэВ.

Методами профилометрирования и электронной микроскопии установлено, что с увеличением времени и температуры облучения шероховатость поверхности снижается, формируется волнистый рельеф поверхности и выявляются границы зерен. Получены данные по изменению оптического коэффициента отражения облученных приповерхностных слоев образцов Al, Ti, Cu, Mo.

Анализ экспериментальных данных, оценка накопления радиационных повреждений свидетельствуют, что в основе изменений рельефа поверхности и электрофизических свойств приповерхностных слоев материалов лежит процесс внедрения ионов с разными энергиями. Полученные результаты являются важными для более точного прогноза ресурса изделий и изменения свойств их поверхностей в условиях длительного радиационного воздействия /3/.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Hino T., Nobuta Y., Yamauchi Y. et al.//J.Nucl.Mater.-2003.-V.313-316.-P.167-171.
2. Aspens D.E.//In book: Handbook of Optical Constants of Solids, Edited by E.D. Palik.-Orlando etc.: Academic Press,1985.-P.89-112.
3. Belyaeva A.I., Galuza A.A.//Physica B.-2001.-V.304.-P.333-338.

# НАЧАЛЬНЫЕ СТАДИИ РОСТА СИЛИЦИДОВ ЖЕЛЕЗА НА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ, ПАССИВИРОВАННОЙ СЕРЕБРОМ

И.И. Пронин, М.В. Гомоюнова  
ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, г. Санкт Петербург, Россия

Проблема формирования низкоразмерных структур силицидов железа с заданными свойствами на поверхности монокристаллического кремния давно привлекает внимание исследователей. Однако до настоящего времени эта задача до конца не решена. Одним из возможных способов изменения свойств формируемых структур является пассивирование исходной поверхности с целью облегчения диффузии по ней наносимых атомов металла. Именно эта возможность была проанализирована в настоящей работе при синтезе силицидов железа на поверхности Si(111)7×7.

Пассивация поверхности была осуществлена с помощью формирования поверхностной фазы Ag- $\sqrt{3}\times\sqrt{3}$  известным способом нанесения атомов Ag на поверхность Si(111)7×7, находящуюся при температуре 500°C. Формирование силицидов железа было проведено в режиме твердофазной эпитаксии, состоящей в нанесении атомов железа (до 30 монослоев) на чистую и пассивированную поверхность монокристалла кремния и последующего ступенчатого отжига образцов до возрастающих температур.

Основным методом исследования была фотоэлектронная спектроскопия. Измерения проводились в Российско-Германской лаборатории на синхротроне BESSY (г. Берлин) в условиях сверхвысокого вакуума с использованием спектрометра с полным энергетическим разрешением ~100 мэВ при энергии фотонов 135 эВ.

Показано, что для обеих исследованных систем (Fe/Si и Fe/Ag/Si) эволюция фазового состава формирующихся поверхностных структур протекает по сходным сценариям. На первом этапе формируется метастабильный силицид железа со структурой типа CsCl, на котором растет слой кристаллитов твердого раствора кремния в железе. После нанесения 8-10 монослоев Fe начинается рост пленки чистого железа. В процессе отжига образцов сначала все нанесенное железо превращается в метастабильный моносилицид FeSi с CsCl структурой, который при дальнейшем повышении температуры трансформируется в стабильный дисилицид  $\beta$ -FeSi<sub>2</sub>. Различия в формирующихся интерфейсных структурах проявляются в их магнитных свойствах. Показано, что пороговое значение остаточной намагниченности твердого раствора Fe-Si несколько выше для системы с пассивированной подложкой, что, по-видимому, связано с различиями в морфологии сформированных интерфейсов.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 07-02-01009-а) и Российско-Германской лаборатории на BESSY.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ТОНКОЙ ПРИПОВЕРХНОСТНОЙ СТРУКТУРЫ МОНОКРИСТАЛЛОВ Ge И AgGaSe<sub>2</sub> ПОСЛЕ РАЗЛИЧНЫХ СПОСОБОВ ПОЛИРОВАНИЯ МЕТОДОМ ОБРАТНОГО РЕЗЕРФОРДОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ИОНОВ

А.С. Артёмов<sup>1)</sup>, В.С. Куликаускас<sup>2)</sup>, И.Г. Рузавин<sup>3)</sup>, С.Б. Фарафонов<sup>4)</sup>, П.Н. Черных<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> ИОФРАН им. Прохорова, Москва, Россия

<sup>2)</sup> НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

<sup>3)</sup> МИТХТ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>4)</sup> ИФХМ МИСиС, Москва, Россия

Цель работы состояла в сравнительном исследовании методами резерфордовского обратного рассеяния (РОР) и атомно-силовой микроскопии (АСМ) приповерхностной структуры и рельефа полупроводникового кристалла Ge (111) и лазерного кристалла AgGaSe<sub>2</sub>, подвергнутых полированию поликристаллическими алмазными частицами НДА и аморфным кремнезёмом SiO<sub>2</sub> (ХМП).

Полирование композициями НДА, содержащими различные фракции, проводилось в одинаковых режимах после предварительного ХМП на глубину 50 мкм для чистоты эксперимента. Спектры РОР снимались на ускорителе Ван-де Грааф НИИЯФ МГУ при энергии 2,0 МэВ. Шероховатость рельефа полированных поверхностей изучалась в нескольких участках каждого образца на сканах различного размера.

Установлена прямая зависимость количества рассеивающих центров (Nt), лежащих вне узлов решётки, от размера твёрдофазных частиц. Показано, что не размер, а фазовое состояние частиц (поликристаллическое или аморфное) оказывает решающее влияние на образование совершенной поверхности кристаллов. Результаты РОР приведены в таблице и согласуются с результатами АСМ.

Материал	Основа полировальной композиции	Nt, (10 <sup>15</sup> ) ат/см <sup>2</sup>	Диапазон изменения шероховатости по образцу	
			σ, нм	R <sub>a</sub> , нм
Ge	НДА, 140 нм	10,06	-	-
Ge	НДА, 75 нм	10,51	1,731 – 3,143	1,412 – 2,478
Ge	НДА, 30 нм	8,20	3,154 – 3,816	2,245 – 2,402
Ge	НДА, 3-5 нм	7,97	1,174 – 1,628	0,926 – 1,288
Ge	SiO <sub>2</sub>	7,95	1,094 – 1,8	0,853 – 1,246
AgGaSe <sub>2</sub>	АСМ 0,5/0	66,02	4,636 – 4,837	2,764 – 2,841
AgGaSe <sub>2</sub>	НДА, 140 нм	52,78	2,793 – 3,805	1,613 – 2,059
AgGaSe <sub>2</sub>	НДА, 75 нм	-	1,288 – 1,567	2,200 – 2,704
AgGaSe <sub>2</sub>	НДА, 30 нм	23,54	1,211 – 2,014	1,587 – 2,962
AgGaSe <sub>2</sub>	НДА, 3-5 нм	16,26	0,938 – 1,288	0,723 – 2,383
AgGaSe <sub>2</sub>	SiO <sub>2</sub>	12,26	0,848 – 1,127	0,646 – 0,718

## ИОННОЕ ЛЕГИРОВАНИЕ ГЕРМАНИЯ НАТРИЕМ

В.М. Король<sup>1)</sup>, Yu. Kudriavtsev<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Научно-исследовательский институт физики  
Южного Федерального Университета, Ростов-на-Дону, Россия  
<sup>2)</sup>Dep. Ingenieria Electrica, Cinvestav-IPN, Mexico, D.F. Mexico

Из щелочных металлов хорошо изученным в германии является только литий, который нашёл применение в производстве Ge-детекторов, основанных на дрейфе литиевых ионов в электрическом поле p-n-перехода. Недостаток этих детекторов – необходимость хранения их при низкой температуре. Научный и практический интерес представляет изучение поведения в германии натрия, термическая устойчивость которого должна быть выше лития из-за большего ионного радиуса. Сведения о поведении натрия в германии являются ограниченными и противоречивыми. Цель настоящей работы – изучение поведения натрия при введении его в германий ионной имплантацией. Использовался высокочистый германий, выращенный зонной плавкой с  $\rho=20-40$  Ом·см. Изучалось влияние  $T_{отж.}$  (300–700°C) на профили атомов натрия (70 кэВ, 50 мкКл/см<sup>2</sup>) и электрические характеристики легированных слоёв (p-Ge, 50 кэВ,  $1 \cdot 10^{-1}-1 \cdot 10^4$  мкКл/см<sup>2</sup>). По данным SIMS-измерений ("Cameca" IMS-6f) отжиг при 300°C течение 30 мин приводит к образованию в профиле натрия двух пиков: широкого на глубине  $\sim 1,5 \cdot R_p$  и узкого на глубине  $\sim R_p$  с концентрацией ( $7,2 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>) в 3,3 раза выше максимальной в профиле Na до отжига. С ростом  $T_{отж.}$  второй пик движется к поверхности и при  $T_{отж.} \geq 600$  °C исчезает в результате экзодиффузии атомов с последующим их испарением. При  $T_{отж.}=700$ °C в слое остаётся крайне малая доля внедрённых атомов. Вид хвостового участка SIMS-профиля после отжига при 350°C указывает на диффузию вглубь незначительной доли атомов натрия. По данным термозонда после отжига образуется поверхностный слой n-типа проводимости, который очень устойчив при хранении при комнатной температуре (более 30 лет). Глубина залегания p-n-перехода ( $T_{отж.}=350$ °C,  $t_{отж.}=30$  и 45 мин), измеренная методом декорирования медью, равна  $\sim 0,8$  мкм. При дозах  $\Phi \geq 1 \cdot 10^3$  мкКл/см<sup>2</sup> инверсия проводимости имела место при  $T_{отж.} \geq 350$ °C, а при  $\Phi > 5 \cdot 10^3$  мкКл/см<sup>2</sup> она наблюдалась при  $T_{отж.}=200$ °C. Для всех изученных доз инверсия исчезала после отжига при  $T_{отж.}=550$ °C, что можно объяснить термической разгонкой созданных донорных центров, концентрация которых довольно низкая. Мы склонны считать, что данными центрами являются находящиеся в междоузлиях атомы натрия. Для окончательного выяснения вопроса о проявлении донорных свойств имплантированного в германий натрия необходимы дальнейшие исследования.

# ВЛИЯНИЕ СОВМЕСТНОЙ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ ЖЕЛЕЗА И ХРОМА НА ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОКСИДА АЛЮМИНИЯ

А.В. Кабышев, Ф.В. Конусов  
НИИ высоких напряжений при ТПУ, г. Томск, Россия

Облучение неорганических диэлектриков ионами создает в приповерхностном слое новое неравновесное состояние, отличающееся по структуре и свойствам от исходного. Преобладающей причиной модификации свойств являются введение радиационных дефектов (РД) и формирование комплексов на их основе /1, 2/. Степень влияния РД, их комплексов и структурно-фазовых неоднородностей на свойства определяется способностью внедренных элементов замещать атомы решетки. Совместное легирование  $\text{Al}_2\text{O}_3$  примесями более эффективно для получения уникальных оптических и других свойств /2, 3/. В работе исследовано оптическое поглощение лейкосапфира после совместного облучения ионами  $\text{Cr}^{n+}$  (70 %) и  $\text{Fe}^{n+}$  (30 %) ( $100 \text{ кэВ}$ ,  $\Phi=10^{15}\text{-}10^{17} \text{ см}^{-2}$ ) и последующего отжига ( $P=1\text{-}10^5 \text{ Па}$ ,  $T=300\text{-}1800 \text{ К}$ ). Установлено влияние дефектов замещения, междоузельных дефектов и комплексов с их участием на характеристики и механизмы поглощения.

Совместная имплантация  $\text{Fe}^{n+}$  и  $\text{Cr}^{n+}$  увеличивает эффективность накопления уровней РД с энергией  $\epsilon \geq 4.0 \text{ эВ}$ . Определяющий вклад в спектры поглощения вносят хромсодержащие дефекты. При  $\epsilon=1.5\text{-}4.0 \text{ эВ}$  заселенность состояний кластеров дефектов замещения  $\text{Cr}_{\text{Al}}^{n+} \dots \text{Cr}_{\text{Al}}^{n+}$  подавляется дефектами замещения  $\text{Fe}_{\text{Al}}^{n+}$ . Параметры межзонного поглощения в интервалах 2.3-4.3 и 3.3-4.6 эВ обусловлены объединением дефектов  $\text{Fe}_{\text{Al}}^{3+}$ ,  $\text{Cr}_{\text{Al}}^{3+}$  и анионных вакансий  $\text{V}_\text{O}$  в комплексы с уровнями  $\epsilon \geq 4.2 \text{ эВ}$ . Возрастает влияние  $\text{Cr}_{\text{Al}}^{2+,4+}$ -центров, а  $\text{Cr}_{\text{Al}}^{3+}$  ( $\epsilon \sim 1.9$  и  $4.8 \text{ эВ}$ ) и  $\text{Cr}_{\text{Al}}^{2+ \dots 4+}$  ( $\epsilon \sim 2.7 \text{ эВ}$ ) ослабевает. Усиливаются переходы в  $\text{F}^-$  ( $\epsilon \sim 5.4 \text{ эВ}$ ) и  $\text{Al}_i^{0(+)}$ -центрах ( $\epsilon \sim 4.1 \text{ эВ}$ ).

При отжиге выделяется три стадии изменения поглощения:  $T_{\text{отж}}=300\text{-}1200$ ,  $1000\text{-}1500$  и  $1600\text{-}1800 \text{ К}$ . Специфическое влияние совместного облучения проявляется в стабилизации изменений характеристик поглощения по сравнению с раздельным облучением. При  $300\text{-}1200 \text{ К}$  межзонное поглощение меняется аналогично, как в  $\text{Al}_2\text{O}_3$ , облученном ионами  $\text{Cr}^{n+}$  /1/. При  $T_{\text{отж}}=1000\text{-}1500 \text{ К}$  поглощение в интервале 1.5-5.4 эВ обусловлено диссоциацией комплексов дефектов, повышением заселенности кластеров  $\text{Cr}_{\text{Al}}^{n+} \dots \text{Cr}_{\text{Al}}^{n+}$  ( $\epsilon=1.5\text{-}3.8 \text{ эВ}$ ) и  $\text{Fe}_{\text{Al}}^{3+} \dots \text{Fe}_{\text{Al}}^{3+}$  ( $\epsilon=2.5\text{-}3.6 \text{ эВ}$  /3/). Смешанные кластеры  $\text{Fe}_{\text{Al}}^{n+} \dots \text{Cr}_{\text{Al}}^{n+}$  проявляются после отжига при  $1300\text{-}1600 \text{ К}$  и при  $T_{\text{отж}} \geq 1600 \text{ К}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Kozakiewicz A.G. //Nucl.Instrum.Meth.Phys.Res., 2002, VB191, P.582.
2. Ando M., Kanemitsu Y., e.a. //Appl.Phys.Lett, 2001, V.79, No 4, P. 539.
3. Левин Д.М., и др. // ЖПС, 2001, Т.68, № 3, С. 376.

## ИОННО-ЛУЧЕВОЕ ВОССТАНОВЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ВЫСШЕГО ОКСИДА НИОБИЯ

Н.В. Алов, Д.М. Куцко  
Химический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова,  
Москва, Россия

В настоящей работе представлены результаты экспериментов по ионно-лучевому восстановлению поверхности оксида  $\text{Nb}_2\text{O}_5$ . Облучение поверхности низкоэнергетическими ( $E = 1-5$  кэВ) ионами аргона и кислорода в широком диапазоне доз ( $\Phi = 10^{15}-10^{18}$  см<sup>-2</sup>) и определение состава восстановленного слоя методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии проводили *in situ* в условиях сверхвысокого вакуума ( $p = 10^{-8}$  Па) на электронном спектрометре *Leybold LHS-10*.

В результате анализа тонкой структуры рентгеновских фотоэлектронных спектров остоного уровня  $\text{Nb } 3d$  установлено, что облучение низкоэнергетическими ионами аргона и кислорода приводит к восстановлению поверхности оксида  $\text{Nb}_2\text{O}_5$ . Степень восстановления существенно образом зависит от типа, дозы и энергии ионов. При облучении ионами аргона в поверхностных слоях оксида  $\text{Nb}_2\text{O}_5$  образуются оксиды  $\text{NbO}$  и  $\text{NbO}_2$ , а при больших дозах наблюдается заметное увеличение содержания низшего оксида  $\text{NbO}$ . При облучении ионами кислорода степень восстановления поверхностных слоев оксида  $\text{Nb}_2\text{O}_5$  заметно ниже, чем при облучении ионами аргона, и в поверхностных слоях оксида  $\text{Nb}_2\text{O}_5$  образуется только оксид  $\text{NbO}_2$ . В обоих случаях облучение при более высоких энергиях приводит к более интенсивному восстановлению поверхности оксида  $\text{Nb}_2\text{O}_5$ .

Результаты экспериментов по ионно-лучевому восстановлению поверхности высшего оксида ниобия обсуждаются в рамках феноменологической модели. В модели учитывается, что при облучении поверхности оксида  $\text{Nb}_2\text{O}_5$  ионами инертного газа (аргон) происходит преимущественное распыление кислорода из поверхностных слоев и образование новых оксидных фаз с более низкой стехиометрией, чем у  $\text{Nb}_2\text{O}_5$ . При облучении поверхности оксида  $\text{Nb}_2\text{O}_5$  ионами химически активного газа (кислород) происходят два конкурирующих физико-химических процесса – преимущественное распыление кислорода из поверхностных слоев и образование новых оксидных фаз, с одной стороны, и окисление образующихся оксидных фаз, с другой стороны.

# РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИМПЛАНТИРОВАННОГО ДЕЙТЕРИЯ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛАХ

Г.А.Распопова, В.Л.Арбузов  
Институт физики металлов УрО РАН, Екатеринбург, Россия

Пучок высокоэнергетичных дейтронов ( $D^+$ ) способен не только имплантировать дейтерий в материал мишени, но и приводит к ядерным реакциям на ядрах легких примесей, в том числе и имплантированного дейтерия. Реакция  $D(d,p)T$  проходит с генерацией трития и протонов. Протоны (их количество и энергия) несут информацию о количестве и распределении имплантированного дейтерия в облученном объеме. Это позволяет проводить анализ распределения имплантанта *in situ*.

Используя пучок 700 кэВ-ных ионов дейтерия как зонд для изучения распределения имплантированного дейтерия в различных металлических материалах, установили следующее.

В области мишени, ограниченной проективным пробегом дейтронов, образуется и развивается индуцированная ионным облучением сегрегация дейтерия. Она проявляется в неоднородном глубинном распределении дейтерия с максимумом вблизи максимума распределения радиационных повреждений /1/. Захват дейтерия в облучаемом объеме составляет от нескольких процентов до половины общего количества имплантанта /2-4/. Величина захвата зависит от материала мишени, а также от присутствия в нем ловушек дейтерия и энергии связи ловушек с атомами дейтерия /4/.

В работе обсуждается влияние ионного облучения на радиационно-индуцированные структурно-фазовые превращения, в частности, на образование в двухфазной мартенситно-аустенитной стали индуцированных дейтерием мартенситных нановыделений /3/. На основе анализа полученных в ядерно-физическом эксперименте результатов предлагаются механизмы возникновения и эволюции радиационно-индуцированной сегрегации дейтерия в металлических материалах.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 07-02-00020).

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Arbutov V.L., Raspopova G.A., et al. // J. Nucl. Mater. 2000. V. 283-287. P. 849.
2. Арбузов В.Л., Распопова Г.А. и др. // ФММ, 2004, Т.97, № 6, С.66.
3. Распопова Г. А. и др. // ФММ, 2007, Т.103, №2, С. 180.
4. G. A. Raspopova, V. L. Arbutov // The Physics of Metals and Metallography. 2009. V.107. No 1. P.58.

# МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА МИКРО- И НАНОМЕТРОВЫХ СЛОЕВ КРЕМНИЯ В УСЛОВИЯХ НИЗКОИНТЕНСИВНОГО БЕТА-ОБЛУЧЕНИЯ

А.А. Дмитриевский<sup>1)</sup>, Н.Ю. Ефремова<sup>1)</sup>, В.В. Коренков<sup>1)</sup>,  
А.В. Шуклинов<sup>2)</sup>, В.М. Васюков<sup>2)</sup>, А.Р. Ловцов<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>ТГУ им. Г.Р. Державина, г. Тамбов, Россия

<sup>2)</sup>УИЦ «Нанотехнологии и наноматериалы», Тамбов, Россия

Успешное использование Si в технологиях MEMS/NEMS /1/ диктует необходимость детального исследования его механических свойств в условиях действия радиационных (в том числе низкоинтенсивных) полей. Стремление к миниатюризации устройств и связанная с этим необходимость учета так называемых размерных эффектов, делает актуальными исследования механических свойств тонких приповерхностных слоев Si. В связи с этим, целью работы являлось исследование влияния бета-облучения на величину твердости монокристаллов кремния в диапазоне глубин внедрения индентора от 10 нм до 4 мкм, скорость установившейся ползучести и фазовые превращения под индентором.

Анализ спектров рамановского смещения, регистрируемых в центре отпечатков индентора, формируемых на характерных стадиях бета-индуцированного изменения твердости  $H$  /2/, позволяет утверждать, что процесс немоноготонного разупрочнения не связан с фазовыми превращениями под индентором. С учетом низкой дислокационной подвижности при комнатной температуре, бета-индуцированное W-образное изменение  $H$  /2/ следует связывать с модификацией системы неравновесных точечных дефектов. К такому же выводу приводит обнаруженное на стадии первого разупрочнения семикратное увеличение скорости установившейся ползучести. Индентирование Si на разных масштабных уровнях позволило установить, что наибольшее бета-индуцированное разупрочнение наблюдается при глубине внедрения индентора порядка 2 мкм. Это может свидетельствовать о немоноготонном распределении по глубине (единицы микрон) генерируемых бета-частицами радиационных дефектов, ответственных за изменение  $H$  кремния.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 09-02-97541) и гранта "Развитие научного потенциала высшей школы" проект № 2.1.1/2643.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Bhushan Ed. B., Springer Handbook of Nanotechnology, New York, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2004, 1222
2. Головин Ю.И., Дмитриевский А.А., Сучкова Н.Ю. // ФТТ, 2006, 48, 2, 262

# КРЕМНИЕВЫЕ ПЛАНАРНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ, ФИЗИЧЕСКИЕ И ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ СОЗДАНИЯ И ПРИМЕНЕНИЙ

Н.И. Маслов  
ННЦ ХФТИ, г. Харьков, Украина

Кремниевые плоскостные (планарные) координатные детекторы (ККД) предназначены для использования при комнатных температурах /1-3/. Это значительно упрощает создание одноканальных и многоканальных детектирующих систем и их применение в коллайдерных экспериментах физики высоких энергий, в ядерно-физических экспериментах, в прикладных исследованиях, в создании диагностических медицинских приборов, устройств неразрушающего контроля и устройств контроля окружающей среды. применение ККД с каждым годом увеличивается, но, в основном, в крупных физических экспериментах и в экспериментах, где возможно использование серийно производящихся специализированных детекторов. например, одноканальных кремниевых pin фотодиодов.

Рассматриваются физические и технологические проблемы расширения создания и применения ККД. предлагаются конкретные пути преодоления проблем.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Бочек Г.Л., Косинов А.В., Кулибаба В.И., Мазилев А.А., Маслов Н.И. и др. // Поверхность. Рентгеновские синхротронные и нейтронные исследования. 2005, № 4, с.68-71.
2. Kulibaba V.I., Maslov N.I. et al. // Problems of Atomic Science and Technology. Ser.:NPI, Kharkov, NSC "KhIPT", 2, 2003, p. 85-88.
3. The ALICE Collaboration, Aamodt K. et al., The ALICE Experiment at the CERN LHC, 2008\_JINST\_3\_S08002.

# РЕНТГЕНОВСКИЙ МИКРОАНАЛИЗ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛИВИНИЛТРИМЕТИЛСИЛАНА ПОСЛЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ УСКОРЕННОГО ПОТОКА КИСЛОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

В.Н. Черник<sup>1</sup>), А.И. Акишин<sup>1</sup>), А.А. Пасхалов<sup>1</sup>), А.С. Патракеев<sup>1</sup>),  
Г.Г. Бондаренко<sup>2</sup>), А.И. Гайдар<sup>2</sup>)

<sup>1</sup>)НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

<sup>2</sup>) НИИПМТ МИЭМ, Москва, Россия

При полете космических аппаратов (КА) в ионосфере Земли наибольшим повреждающим действием на полимерные материалы наружных поверхностей обладает набегающий поток атомарного кислорода (АК) с энергией 5 эВ. Малую эрозию проявляют кремнийорганические материалы. Для ускоренных наземных испытаний материалов КА используются атомные и плазменные пучки кислорода. Представляет интерес исследование изменений структуры и состава полимеров при таком имитационном воздействии. В эксперименте рентгеновским микроанализом (РМА) определялся элементный состав экспонированного материала, что также позволило оценить содержание в пучке конденсирующихся на образце примесей. При этом поверхность образца выполняла роль собирающего зонда. Для анализа был выбран кремнийорганический полимер -поливинилтриметилсилан (ПВТМС)  $(C_5H_{12}Si)_n$ , проявляющий малую эрозию в кислородной плазме. Образцы материалов экспонировались в потоке кислородной плазмы с энергией ионов и нейтральных частиц 10-40 эВ. После облучения образца плазменным потоком с эквивалентным флюенсом АК  $1,4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-2}$  проводился РМА на растровом электронном микроскопе (РЭМ) «EVO 40» (Zeiss). Воздействие АК привело к увеличению концентрации О с 11,5 до 26,7 ат.% и уменьшению концентрации С с 32,4 до 28,8 ат.%. На спектре появились линии меди (0,5 ат.%) и фтора(12,6 ат.%), отсутствующие на спектре исходной поверхности.

На основе полученных данных и графиков распределения эмиссии характеристических рентгеновских фотонов по глубине проведена оценка содержания атомов меди в пучке. В предположении 100% прилипания атомов Си к поверхности их содержание в пучке составляет  $3,6 \cdot 10^{-6}$  атомов Си / атом О. Эта величина близка к данным, полученным ранее методом РОР с собирающими зондами из монокристаллического кремния. Анализ происхождения примесей показал, что медь появляется в пучке вследствие окисления поверхности медного анода и отслаивания пленки оксида. Причина появления фтора была обнаружена при демонтаже источника плазмы. Она заключалась в эрозии диэлектрической вставки из фторопласта в источнике под действием плазмы, проникавшей через разрушенное в процессе длительной работы керамическое кольцо. В докладе приведены РЭМ изображения поверхности образцов и спектры характеристического излучения.

Работа поддержана грантом РФФИ №07-08-13656офи-ц.

# РАСЧЕТ НАГРЕВА ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОДА В КАТОДНОМ ПЯТНЕ НОРМАЛЬНОГО ТЛЕЮЩЕГО РАЗРЯДА ПОВЫШЕННОГО ДАВЛЕНИЯ

В.И. Кристя

Калужский филиал Московского государственного технического  
университета им. Н.Э. Баумана, г. Калуга, Россия

Тлеющий разряд в газе атмосферного давления представляет значительный интерес для технологических приложений, так как он обладает преимуществами перед обычно используемым разрядом низкого давления. /1-2/. При величине разрядного тока до 1 А такой разряд стягивается на катоде в пятно с радиусом порядка 1 мм и плотностью тока порядка  $10^4$  А/м<sup>2</sup>, т.е. он горит в нормальном режиме /3/. В результате происходит существенный нагрев катода в пятне бомбардирующими его ионами и потоком тепла, выделяющегося при протекании тока в катодном слое разряда. Повышение температуры газа у катода приводит к локальному снижению его концентрации, уменьшению нормальной плотности разрядного тока и увеличению радиуса пятна /3-4/. Следовательно, после зажигания разряда происходит согласованное изменение температуры катода, радиуса пятна и параметров разряда. Экспериментальные исследования температуры катода в пятне нормального тлеющего разряда проводились в работах /5-6/, а теоретические расчеты – в /6-7/, однако в них не учитывался перенос тепла в объеме катода.

В данной работе построена модель переноса тепла в катоде на этапе установления нормального тлеющего разряда. Найдено аналитическое решение двумерного нестационарного уравнения теплопроводности в объеме катода и сформулирована система уравнений, описывающая изменение с течением времени температуры его поверхности в пятне и параметров разряда. Получено ее численное решение для разряда в инертных газах и проведено сравнение результатов расчета с экспериментальными данными.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Голубев В.С., Пашкин С.В. Тлеющий разряд повышенного давления. - М.: Наука, 1990, 334 с.
2. Shi J.J., Kong M.G. // J. Appl. Phys. 2003. V.94. P.5504.
3. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. - М.: Наука, 1987, 592 с.
4. Баранов Г.А., Смирнов С.А. // ЖТФ. 1999. Т.69. №11. С.49.
5. Staack D., Farouk B., Gustol A., Fridman A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2008. V.17. 025013.
6. Arkhipenko V.I., Kirillov A.A., Safronau Y.A., Simonchik L.V., Zgirouski S.M. // Plasma Sources Sci. Technol. 2008. V.17. 045017.
7. Belostotskiy S.G., Donnelly V.M., Economou D.J. // Plasma Sources Sci. Technol. 2008. V.17. 045018.

# ПРИМЕНЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ЯВЛЕНИЙ В ТИТАНЕ ПРИ РЕНТГЕНОВСКОМ ОБЛУЧЕНИИ В ПРОЦЕССЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Г.В. Гаранин, И.П. Чернов, Ю.П. Черданцев, А.М. Лидер  
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Одной из наиболее значительных причин ухудшения прочностных свойств титана является накопление водорода, который вызывает охрупчивание и уменьшение пластичности. Целью работы является исследование механизмов водородного охрупчивания конструкционных материалов, и разработка методов удаления водорода из материала с учётом поведения систем металл-водород при воздействии ионизирующего излучения (рентгеновских лучей, ускоренных электронов и ионов, гамма-квантов). Объемное содержание водорода в титане определяли на установке Лесо RHEN602. Внедрение водорода производилось электролитически из 1М электролита на основе  $H_2SO_4$  при плотности тока  $0,05 A/cm^2$ . Механические свойства образцов определяли по кривым текучести, полученным на испытательной машине ComTen 95T. Влияние водорода на механические свойства титана в напряженном состоянии под действием рентгеновского излучения исследовали при комнатной температуре. Уровни дефектности и внутренние напряжения в образцах, возникающие при деформации насыщенного водородом материала, оценивали по величине скорости распространения рэлеевских звуковых волн. Измерение скорости звуковых волн осуществлялось методом автоциркуляции одновременно с деформацией образца, и далее в процессе механической релаксации под нагрузкой. Измерение скорости распространения рэлеевской волны непосредственно в процессе пластической деформации образца позволяет получить дополнительную, по отношению к классической зависимости  $\sigma$ - $\epsilon$ , информацию о физике деформационных процессов. Установлено, что рентгеновское облучение образца в процессе механической релаксации наводороженных образцов приводит к увеличению пластичности металла и скорости протекания релаксационных процессов.

## ДИНАМИКА НАКОПЛЕНИЯ И РАДИАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННОГО ВЫХОДА ВОДОРОДА ИЗ СТАЛЕЙ

Н.Н. Никитенков, А.М. Хашхаш, И.П. Чернов, Ю.И.Тюрин,  
А.М.Лидер

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия.

Применение нержавеющей сталей (12Х12М1БФР, 12Х18Н10Т и других), используемых, в частности, в качестве конструктивных элементов активной зоны атомных реакторов, невозможно без глубокого исследования механизма и кинетики процессов, протекающих в агрессивной среде под влиянием облучения и напряжений. Одной из наиболее значительных причин ухудшения механико-технологических свойств является накопление в них водорода. Проникновение водорода в сталь существенным образом зависит от условий его внедрения. В настоящей работе методом термостимулированной десорбции изучено влияния режимов электрохимического насыщения на динамику накопления водорода и динамика выхода водорода под воздействием электронного облучения. Образцы сталей изготавливались из листового материала (предварительно раскатанного трубного) методом электроискровой резки в форме двухсторонней лопатки с размерами рабочей части  $5,0 \times 2,0 \times 36$  мм<sup>3</sup> и в форме прямоугольных пластин с размерами  $5,0 \times 2,0 \times 25$  мм<sup>3</sup>. Все образцы были механически отполированы и отожжены в вакууме при температуре 750°С в течение 1 часа с последующим охлаждением без ухудшения вакуума. Насыщение образцов водородом осуществлялось из 1М растворов LiOH (или H<sub>2</sub>SO<sub>4</sub>) (с использованием обычной или тяжелой воды) при плотности тока 1 А/см<sup>2</sup> и временем насыщения от 3 до 72 часов. Сравнение температурных спектров газовой выделения при разных временах насыщения выявило, что при временах насыщения до 40 часов заполняются только низкотемпературные (~400 °С) водородные ловушки. Зависимость количества захваченного водорода от времени насыщения при этом имеет линейный характер. При временах насыщения больших 40 часов происходит перераспределение водорода между указанными низкотемпературными ловушками и высокотемпературными (~900 °С), при этом суммарное количество захваченного водорода практически не зависит от времени насыщения. Эффективность поглощения водорода образцами сталей очень низкая (на порядок) в сравнении с такими материалами как палладий или титан. Зависимость выхода водорода от времени облучения образцов сталей электронным пучком обнаруживает максимум, смещающийся к меньшим временам при увеличении плотности тока в пучке (от 200 до 2 сек, при изменении плотности тока от 50 до 5 мкА/см<sup>2</sup>). Выход водорода существенно возрастал при нагревании образцов электронным пучком.

## ВЛИЯНИЕ СВЕРХБЫСТРОЙ ЗАКАЛКИ ИЗ РАСПЛАВА НА ЭЛЕМЕНТНЫЙ СОСТАВ СПЛАВОВ Al-Cr

И.И. Ташлыкova-Бушкевич<sup>1)</sup>, В.С. Куликаускас<sup>2)</sup>, С.М. Барайшук<sup>3)</sup>,  
Т. Шикагава<sup>4)</sup>, В.Г. Шепелевич<sup>5)</sup>, Г. Ито<sup>4)</sup>

<sup>1)</sup> Белорусский государственный университет информатики  
и радиоэлектроники, Минск, Беларусь,

<sup>2)</sup> НИИЯФ МГУ, Москва, Россия,

<sup>3)</sup> Белорусский государственный педагогический университет им. М. Танка,

<sup>4)</sup> Университет Ибараки, Хитаки, Япония,

<sup>5)</sup> Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Высокая скорость кристаллизации позволяет модифицировать микроструктуру быстрозатвердевших (БЗ) сплавов алюминия с хромом, который является ценной добавкой к целому ряду промышленных сплавов. Образование пересыщенного твердого раствора и измельчение зерен позволяет разрабатывать термически стабильные БЗ сплавы на основе системы Al-Cr с улучшенными свойствами. В настоящее время алюминиевые сплавы рассматриваются в качестве перспективных материалов для изготовления емкостей для хранения и транспортировки сжатого водородного топлива. Проблема водородного охрупчивания требует исследования механизма взаимодействия водорода с такими элементами микроструктуры алюминия и его сплавов, как дислокации, границы зерен и фаз, поры, микросегрегации и т.д. При том, что микроструктура и свойства БЗ сплавов Al-Cr активно исследуются, нам неизвестны работы об изучении их послыйного элементного состава, а также поведения водорода в них.

Цель данной работы заключается в изучении влияния высокоскоростного затвердевания расплава (ВЗР) на элементный состав сплавов алюминия, содержащих до 3,0 ат. % Cr. Фольги, полученные при скорости охлаждения расплава  $\sim 10^6$  К/с, имели толщину 30-60 мкм и ширину 5-10 мм. Морфология поверхности образцов исследовалась с помощью растрового электронного микроскопа и атомной силовой микроскопии. Элементный анализ был выполнен методом резерфордовского обратного рассеяния. Анализ поведения водорода в сплавах проводился с помощью термической десорбционной спектроскопии (ТДС). Обнаружено, что ячеистая структура поверхности микроструктурированных фольг зависит от содержания хрома и отличается на разных поверхностях образцов. Установлено, что хром распределен в приповерхностной области фольг неравномерно: тонкий приповерхностный слой обеднен хромом. Экспериментальные спектры ТДС свидетельствуют о зависимости содержания водорода в фольгах от концентрации хрома. Сравнение настоящих результатов с измерениями, выполненными на традиционно полученном алюминии и его сплавах, указывает на качественное изменение кинетики десорбции водорода из сплавов Al-Cr в результате ВЗР.

## РАДИАЦИОННО-СТОЙКИЕ КНИ СТРУКТУРЫ: СПОСОБ СОЗДАНИЯ И СВОЙСТВА

И.Е. Тыщенко, В.П. Попов

Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия

МДП приборы на основе структур кремний-на-изоляторе (КНИ) обладают целым рядом преимуществ по сравнению с приборами, созданными на основе объемного кремния, а именно, меньшими токами утечки, большим быстродействием и плотностью монтажа. Однако, наличие захороненного слоя оксида кремния ограничивает радиационную стойкость КНИ структур. Накопление заряда в захороненном диэлектрике под действием ионизирующего излучения приводит к сдвигу пороговых напряжений, а также может приводить к сверхнормативному росту токов утечки и эксплуатационным отказам. Под действием ионизации в оксиде кремния происходит накопление ловушек положительного заряда. С целью создания радиационно стойких КНИ структур путем генерации ловушек отрицательного заряда, компенсирующих положительный заряд в захороненном слое  $\text{SiO}_2$ , в данной работе было исследован процесс формирования КНИ структур с азотированным захороненным слоем диоксида кремния и изучены процессы накопления зарядов под действием ионизирующего излучения. КНИ структуры были сформированы методом водородного переноса в условиях низкотемпературного вакуумного бондинга. Имплантация ионов  $\text{N}^+$  с энергией 40 кэВ дозами  $(1-6) \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$  проводилась в пленки  $\text{SiO}_2$  толщиной 320 нм. Ионы  $\text{H}^+$  с энергией 130 кэВ дозой  $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$  имплантировались в пластины Si и затем переносились на пленку  $\text{SiO}_2$  при температуре  $200^\circ \text{C}$  в вакуумной камере с давлением  $10^2 \text{ Па}$ . Заключительный отжиг проводился при температуре  $1000^\circ \text{C}$ . Накопление зарядов в КНИ-структуре и плотность поверхностных состояний на границах Si/ $\text{SiO}_2$  исследовались путем измерения вольт-фарадных (C-V) характеристик и зависимости проводимости от напряжения (G-V) в диапазоне частот  $10^2-10^6 \text{ Гц}$ . Доза облучения  $\gamma$ -квантами МДП КНИ структур варьировалась от  $10^4$  до  $10^7 \text{ рад (Si)}$ . Из сдвига напряжения плоских зон C-V-характеристик установлено, что в КНИ-структурах, имплантированных ионами азота дозой  $6 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$ , накопление заряда вблизи границы срачивания на порядок величины меньше величины заряда, накопленного вблизи термической границы  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ . В условиях облучения  $\gamma$ -квантами накопление заряда вблизи азотированной границы раздела в 5 раз ниже, чем в случае неазотированной границы  $\text{SiO}_2/\text{Si}$ . Полученные результаты объясняются в рамках представлений о формировании слоя SiON нанометровой толщины на границе срачивания в результате диффузии имплантированных атомов азота в процессе высокотемпературного отжига.

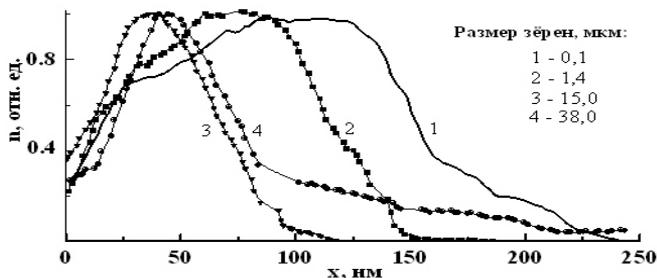
# РОЛЬ РАЗМЕРА ЗЕРЕН ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ТИТАНА В ФОРМИРОВАНИИ КОНЦЕНТРАЦИОННЫХ ПРОФИЛЕЙ ИМПЛАНТИРУЕМЫХ ИОНОВ АЛЮМИНИЯ

Т. В. Вахний<sup>1)</sup>, Г. А. Вершинин<sup>1)</sup>, Т.С. Грекова<sup>1)</sup>, Б.П. Гриценко<sup>2)</sup>,  
И.А. Курзина<sup>2)</sup>, Ю. П. Шаркеев<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,  
г. Омск, Россия,

<sup>2)</sup>Институт физики прочности и материаловедения СО РАН,  
г. Томск, Россия

В работе анализируется зависимость глубины проникновения имплантируемых атомов алюминия в поликристаллический титан от размера зерен исходных образцов мишени, средние значения которых, соответственно, равнялись 0.1 мкм, 1.4 мкм, 15 мкм и 38 мкм. Облучение производилось частотно-импульсным пучком ионов источника «Диана-2» с параметрами: ускоряющее напряжение – 60 кВ, ток в импульсе – 300 мА, частота следования импульсов – 50 Гц, флюенс -  $5 \cdot 10^{17}$  ион/см<sup>2</sup>. Температура образцов при облучении не превышала 150°C. Измеренные методом оже - электронной спектроскопии концентрационные профили алюминия представлены на



рисунке для различных мишеней с соответствующими размерами зерен. При интерпретации наблюдаемых закономерностей учитывается возможное интенсивное распыление ионами поверхности мишени и энергетически неоднородный состав пучка, представленного тремя компонентами с энергиями 60, 120 и 180 кэВ. Проведенный анализ позволяет утверждать, что в образцах с относительно мелкими зёрнами формирование профилей внедряемых атомов по глубине происходит преимущественно по диффузионным (в т.ч. зернограничному) механизмам. В образцах с крупными зёрнами (38 мкм) значительный вклад в распределение внедряемой примеси начинает давать диффузия атомов алюминия по мигрирующим протяженным дефектам, формирующимся и перестраивающимся в процессе имплантации. В результате у концентрационных профилей появляются «хвосты», простирающиеся на относительно большие глубины.

# ДИНАМИКА РОСТА ДЕНДРИТНО/ЯЧЕЙСТОЙ МИКРОСТРУКТУРЫ В БИНАРНЫХ СИСТЕМАХ ПРИ ВЫСОКО СКОРОСТНОМ ЗАТВЕРДЕВАНИИ ПОСЛЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ СИЛЬНОТОЧНЫМИ ПОТОКАМИ ЧАСТИЦ

Г.А. Вершинин, Е.А. Сидорова, Г.И. Геринг, Г.М. Колпашиков  
Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского,  
г. Омск, Россия

В настоящее время достигнуто понимание того, что многие процессы с фазовыми превращениями протекают в условиях значительного отклонения от локального равновесия. Примером такого явления может служить высокоскоростное затвердевание бинарных сплавов после воздействия мощными импульсными потоками заряженных частиц или лазерного излучения, когда за короткий интервал времени инжектируется большое количество энергии в поверхностный слой материала. Возникающие при этом плавление и вторичное затвердевание характеризуются сверхвысокими температурными градиентами и скоростями движения межфазной границы. В этой ситуации как теплоперенос во время плавления, так и диффузия при затвердевании протекают в локально неравновесных условиях, что оказывает решающее влияние на микроструктуру и свойства образующейся твердой фазы. В данной работе анализируется динамика роста размера микроструктуры (поперечной толщины ствола дендрита или ячейки) в бинарных сплавах в результате высокоскоростной перекристаллизации при воздействии мощным потоком заряженных частиц. В рамках гипотезы маргинальной устойчивости плоской поверхности раздела фаз и в квазистационарном режиме фазового превращения, когда межфазная граница движется с постоянной скоростью, размеры микроструктуры определяются, главным образом, градиентом температуры и градиентом концентрации на фронте со стороны жидкой фазы. Для определения указанных градиентов решаются обобщенные уравнения переноса с учетом пространственно-временной нелокальности и температурной зависимости теплофизических характеристик среды. Изучены эволюционные свойства нелинейных локально неравновесных тепловых процессов. Извлеченный из нелинейной теории градиент температуры на фронте кристаллизации предсказывает образование кристаллической микроструктуры меньших размеров по сравнению с линейной теорией теплопереноса. Представлена теплофизическая интерпретация некоторых наблюдаемых особенностей по кристаллизации глубоко переохлажденных расплавов.

# ИССЛЕДОВАНИЕ КИСЛОРОДНОГО ИЗОТОПНОГО ОБМЕНА В ОКСИДНЫХ НАНОПОРОШКАХ С ПОМОЩЬЮ МЕТОДИКИ ЯДЕРНОГО МИКРОАНАЛИЗА

В.Б. Выходец, Т.Е. Куренных  
Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

Разработана оригинальная методика для исследования кинетики кислородного изотопного обмена газообразного кислорода с порошками оксидов. Ранее такие исследования проводились только на массивных образцах. Методика основана на использовании ядерного микроанализа для измерения средней концентрации изотопов кислорода непосредственно в порошках. Апробация методики осуществлялась на нано- и микропорошках оксидов  $\text{LaMnO}_{3+\delta}$  и стабилизированном иттрием кубическом оксиде циркония. Эти оксиды характеризуются сильно различающимися значениями коэффициентов объемной диффузии кислорода (на 12 порядков), что позволило смоделировать случаи, когда в изотопном обмене участвуют все ионы оксидной частицы или только ее поверхностного слоя. Изотермические отжиги порошков проводились в кислороде, обогащенном на 80 % изотопом  $^{18}\text{O}$ . Использовался 2 МВ ускоритель Ван де Граафа, реакции  $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$  и  $^{16}\text{O}(d, p)^{17}\text{O}$  при энергии частиц первичного пучка 762 и 900 кэВ, соответственно. Для проведения ядерно-физических измерений частицы порошка впрессовывались в пластину индия.

Развитая методика обладает существенными преимуществами в сравнении с традиционными подходами. Это относится как собственно к информации о механизме изотопного обмена, так и к получению данных о свойствах порошков (например, размерных и каталитических характеристиках) и коэффициентах диффузии кислорода в материале порошка. Так, были определены температурные зависимости частоты, с которой атом  $^{16}\text{O}$  поверхностного слоя оксидной частицы замещается на атом  $^{18}\text{O}$ . Установлена связь параметров соответствующей температурной зависимости со степенью заполнения поверхности оксида атомами кислорода при хемосорбции. На несколько порядков была повышена чувствительность при измерении очень низких значений коэффициентов объемной диффузии кислорода в оксидах, по результатам исследования она составила  $10^{-20}$   $\text{см}^2/\text{с}$ .

Кроме того, в случае неоднородных по размеру частиц порошков установлена высокая чувствительность кинетики изотопного обмена к присутствию в нанопорошке очень малого числа (до 0,01%) более крупных частиц. Этот результат предложено использовать в качестве основы для разработки оригинального метода определения размерных характеристик нанопорошка. По статистической достоверности (в зоне анализа одновременно находится около  $10^{12}$  частиц нанопорошка) и чувствительности предлагаемый подход не имеет аналогов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ грант № 09-03-00335.

# МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДЕФИЦИТА КИСЛОРОДА В КЕРАМИКЕ И ТОНКОПЛЁНОЧНОМ СОСТОЯНИИ СОЕДИНЕНИЯ $(Zn_{1-x}Ga_x)O_{1-y}$

А.Х.Абдуев<sup>1)</sup>, А.Ш.Асваров<sup>1)</sup>, А.К.Ахмедов<sup>1)</sup>, В.К.Егоров<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>ИФ Дагестанского НЦ РАН, Махачкала, Дагестан, Россия

<sup>2)</sup>ИПТМ РАН, Черноголовка, 142432 Россия

Высокий интерес к соединениям на основе ZnO обусловлен тем, что по оптическим и электрическим свойствам они оказываются подобными индий-оловянному оксиду, широко используемому для изготовления прозрачных и одновременно токопроводящих электродов для жидкокристаллических дисплеев и солнечных батарей. Несмотря на наличие технологической неопределенности, крайне важным является широкая доступность и низкая стоимость соединений на базе ZnO.

Предварительные исследования, проведенные как с керамическими образцами состава ZnO(Ga), так и с плёнками, полученными методом магнетронного осаждения на стеклянную подложку, показали, что ожидается существенная зависимость свойств этого соединения от величины дефицита кислорода в структуре. Для оценки этой величины были выполнены измерения выхода рассеяния ионов водорода и гелия на ядрах атомов керамических образцов оксида цинка, допированного гелием, на всех стадиях приготовления мишеней, пригодных для магнетронного распыления, и плёнок ZnO(Ga)/стекло, полученных в условиях вариации состава рабочего газа. Сопоставление этих данных с учетом величин нерезерфордовского рассеяния ионов водорода на ядрах  $^{16}O$  и результатов РФА ПВО-спектроскопии показало, что керамические и плёночные образцы соединения ZnO(Ga) действительно характеризуются некоторым дефицитом содержания кислорода.

Для получения количественных данных по содержанию кислорода в образцах галлий-модифицированного оксида цинка были повторены измерения фактора нерезерфордовского рассеяния протонов на ядрах  $^{16}O$ , проделанные в работе /1/, с расширением в область низких энергий и с использованием оксидов с более легкими структурообразующими катионами – SiO<sub>2</sub> и MgO. Несмотря на обнаружение наличия нерезерфордовского вклада при рассеянии протонов на ядрах атомов магния, удалось построить калибровочную кривую для нерезерфордовского фактора при их рассеянии на ядрах атомов кислорода в низкоэнергетической области. На основании полученной калибровочной зависимости удалось оценить количественную степень дефицита содержания кислорода в соединении ZnO(Ga), оказавшаяся близкой к 5 ат.%.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Luomajarvi M., Rauhala E., Hautala M.// Nucl. Inst. and Meth. 1985. B8. pp. 255-258.

# ИССЛЕДОВАНИЕ СОДЕРЖАНИЯ КИСЛОРОДА В ПЛЕНКАХ СУЛЬФИДА ЦИНКА МЕТОДОМ РЕЗЕРФОРДОВСКОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

А.Б. Крамченков<sup>1)</sup>, Д.И. Курбатов<sup>2)</sup>, М.В. Захарец<sup>1)</sup>, А.С. Опанасюк<sup>2)</sup>

1) Институт прикладной физики НАН Украины, г. Сумы, Украина  
2) Сумский государственный университет, г. Сумы, Украина

В связи с тем, что кислород в сульфиде цинка является изоэлектронной примесью, которая имеет значительное влияние на оптические и электрофизические свойства данного материала, прямые исследования концентрации этой примеси в ZnS являются актуальной задачей в современной физике соединений  $A_2B_6$ .

Присутствие кислорода в монокристаллах сульфида цинка хорошо известно, его концентрация может достигать  $10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Это обусловлено окислением ZnS в атмосфере, а также необходимостью компенсации собственных дефектов структуры атомами кислорода. Основными формами присутствия кислорода в сульфиде цинка являются твердый раствор ZnS(O) и выделения ZnO(S) /1/.

Однако наличие кислорода в тонких пленках сульфида цинка практически не изучено. Для решения этой задачи были проведены исследования элементного состава пленок сульфида цинка, полученных методом КЗО /2/. Исследования проводились до и после отжига пленок на открытом воздухе при разных температурах.

Эксперименты по резерфордовскому обратному рассеянию (РОР) проводились на аналитическом ускорительном комплексе (АУК) Института прикладной физики НАН Украины /3/. Канал РОР аналитического ускорительного комплекса оснащен магнитным спектрометром, что позволяет получать спектры обратного рассеяния с высоким энергетическим разрешением /4/. Для экспериментов был использован пучок протонов с начальной энергией 1 МэВ. Угол рассеяния  $\theta$  составлял 135 градусов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Морозова Н.К., Кузнецов В.А. Сульфид цинка. Получение и оптические свойства. - Москва: Наука, 1987, 200 с.
2. Kurbatov D., Kosyak V., Opanasyuk A. *et al* // *Integrated Ferroelectrics* 103, p.32-40 (2009).
3. Сторишко В.Е., Дрозденко А.А., Мирошниченко В.И., Пономарев А.Г. // Труды XVI международной конференции по электростатическим ускорителям и пучковым технологиям – Обнинск: ГНЦ РФ ФЭИ, 2007 г. - С. 88-97.
4. Дрозденко А.А., Крамченков А.Б., Сторишко В.Е. и др. // *Вісник СумДУ №2*, 2008, с. 60-70.

# ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПУЧКОВЫХ МЕТОДОВ ДЛЯ КОНТРОЛЯ КАЧЕСТВА ЛЕКАРСТВЕННЫХ СРЕДСТВ

С.С. Зырянов, А.И. Коссе, Ф.Г. Нешов, О.В.Рябухин  
Уральский государственный технический университет – УПИ,  
г. Екатеринбург, Россия

Проблема выявления фальсифицированных лекарственных средств остается актуальной по сегодняшний день. В Свердловской области соответствующие службы контролируют до 90% оптовых поставок лекарственных препаратов, но контроль конкретных продавцов не проводится, так что остается вероятность приобрести фальсификат.

Возможность использования ядерного обратного рассеяния протонов для экспертизы лекарственных средств рассматривалась в работе /1/. В нашей работе возможность пучковых методов анализа используется более полно. Наряду со спектрометрией ядерного обратного рассеяния протонов используется резерфордское обратное рассеяние ионов гелия и возбуждаемое ими характеристическое рентгеновское излучение. Работа выполнена на циклотроне УГТУ-УПИ на протонах с энергией 6,7 МэВ, и ионах гелия с энергией 3 МэВ. Изучены образцы лекарственных средств и их аналоги, не прошедшие контроль качества.

Грубая подделка тетралгина была выявлена нами при регистрации ХРИ, возбуждаемого ионами гелия: в контрафактной продукции полностью отсутствовал магний, но в большом количестве был обнаружен кальций. Вывод очевиден: вспомогательное вещество магния стеарат заменено на мел.

Концентрация активного вещества ( $C_{24}H_{10}NO \cdot HCl$ ) в препарате НО-ШПА также определялась по спектрам ХРИ хлора. В фальсифицированном препарате отсутствовало вспомогательное вещество диоксид кремния.

В настоящее время на рынке присутствует нитроглицерины трёх типов. Один тип характеризуется содержанием в нём диоксида кремния, второй – диоксида кремния и магния стеарата, и третий не содержит ни того ни другого. При измерении спектров обратного рассеяния протонов в последнем происходит буквально выброс вещества в месте падения пучка. В нитроглицерине, содержащем аэросил, этот эффект значительно подавлен, но вздутие отчетливо наблюдается. Магния стеарат этот эффект полностью подавляет.

## ЛИТЕРАТУРА

1. О.В. Беспалова, А.М. Борисов, В.Г. Востриков и др. Применение спектрометрии ядерного обратного рассеяния протонов для экспертизы лекарственных препаратов. Известия РАН. Серия физическая 2008, т.72, №7 с. 1054.

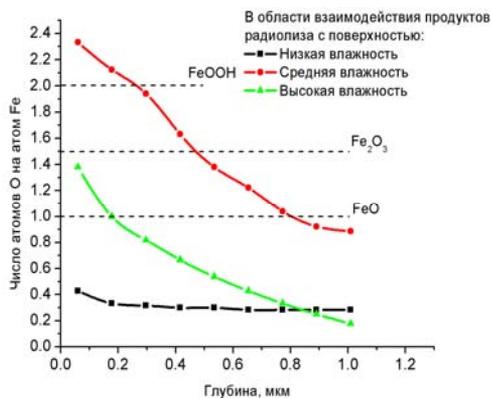
# МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННОЙ КОРРОЗИИ КОНСТРУКЦИОННЫХ СТАЛЕЙ ИОННЫМИ ПУЧКАМИ

С.С. Зырянов, А.В. Кружалов, Ф.Г. Нешов, О.В. Рябухин.  
Уральский государственный технический университет – УПИ,  
г. Екатеринбург, Россия

Коррозия приводит к огромным безвозвратным потерям металлов, ежегодно полностью разрушая около 10% производимого железа. Особенно актуален вопрос радиационной коррозии на предприятиях ЯТЦ, где кроме высоких температур и давлений появляется еще один фактор – ионизирующее излучение, интенсифицирующее коррозию. Актуальной является и проблема долгосрочного хранения высокоактивных ядерных отходов, сопровождающаяся радиационной коррозией контейнерных материалов.

В данной работе исследовалась коррозия образцов стали марки СТ - 3 в атмосферном воздухе различной влажности при облучении протонами с энергией 5,7 МэВ. Пучок ионов, ускоренных циклотроном Р-7М УГТУ-УПИ, выводился через титановую фольгу толщиной 50 мкм в камеру облучения, в которой создавалась атмосфера с относительной влажностью 20, 60 и 99%. Измерения влажности проводились прибором ИВТМ-7 с погрешностью измерения  $\pm 2\%$ . Облучение образцов проводилось флюенсом  $3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ . Степень коррозии определялась методом резерфордовского обратного рассеяния ионов  $\text{He}^+$  с энергией 3 МэВ.

Профили концентрации кислорода извлекались из энергетических спектров рассеянных ионов гелия, полученных от образцов до и после об-



лучения с помощью программы SIMNRA. Были выявлено две области с различным содержанием кислорода – в зоне попадания пучка и выше области взаимодействия пучка частиц с поверхностью образца. Анализ показал, что содержание кислорода изменяется от 0,1 до 2,4 атомов кислорода, приходящихся на один атом железа, что свидетельствует об образовании соединений FeO, Fe<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и Fe(OH). Установлено, что

максимальное содержание кислорода, а, следовательно, и наиболее интенсивная коррозия наблюдается при 60% влажности.

## МОДИФИКАЦИЯ СВОЙСТВ ГИДРОКСИЛАПАТИТА РЕНТГЕНОВСКИМ ОБЛУЧЕНИЕМ

В.Н.Кузнецов<sup>1)</sup>, А.Б.Коршунов<sup>1)</sup>, А.Н.Иванов<sup>2)</sup>, К.Г.Агахи<sup>1)</sup>,  
Л.В.Фомин<sup>1)</sup>, Т.П.Костенкова<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> НИИ механики МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва, РОССИЯ

<sup>2)</sup> ГТУ (МИСиС), Москва, РОССИЯ

Воздействие рентгеновского излучения изменяет микро- и макромеханические характеристики гидроксилapatита после двухмесячного старения: на обеих поверхностях образца образуются наноструктуры, и возрастает упругая энергия их границ и изменяются макромеханические характеристики: модуль упругости убывает в 5 раз, а деформации при сжатии возрастают в 2 раза.

Нестабильными (в том числе стареющими) материалами называют материалы, механические свойства которых существенно изменяются с течением времени, независимо от механических напряжений и деформаций, что объясняется имеющими место физико-химическими процессами. Примерами таких материалов, в первую очередь, являются бетоны и цементы, которые «набирают» жесткость и прочность в течение длительного периода времени. К нестабильным материалам относятся полимеры и композиты на их основе в процессе полимеризации матрицы или при температуровлажностном (климатическом) воздействии. Отметим также теплозащитные и пожаростойкие материалы, разрушающиеся (деградирующие) в условиях интенсивного одностороннего нагрева, проблема прочности которых в этих условиях имеет принципиальное значение. Сюда же можно отнести материалы, обнаруживающие накопление повреждений при высокотемпературной ползучести.

Предложены реологические уравнения состояния (определяющие соотношения) для описания механических свойств нестабильных материалов и дана методика экспериментального определения введенных «функций старения». Для конкретного случая механических функций старения выводятся дифференциальные уравнения, и делается попытка их интерпретации на основе структурных изменений в материале.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ 07-01-00558, 08-08-00704.

## МОДИФИКАЦИЯ МИКРО- И МАКРОМЕХАНИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ГИДРОКСИЛАПАТИТА ОБЛУЧЕНИЕМ БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

В.Н.Кузнецов<sup>1)</sup>, А.Б.Коршунов<sup>1)</sup>, В.И.Путляев<sup>2)</sup>, И.В.Голубцов<sup>2)</sup>,  
А.Н.Иванов<sup>3)</sup>, К.Г.Агахи<sup>1)</sup>, В.К.Ковальков<sup>1)</sup>, Т.П.Костенкова<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup> НИИ механики МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва, РОССИЯ

<sup>2)</sup> Химический ф-т МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва, РОССИЯ

<sup>3)</sup> ГТУ (МИСиС), Москва, РОССИЯ

Гидроксилapatит в последнее время широко используется в качестве костезамещающего материала при осуществлении различного рода операций, связанных с поломкой или утратой большой кости или ее частей.

Методами рентгеновской дифрактометрии (РД) и испытаний на сжатие на универсальной машине Zwick/Roell Z100 определены микро (параметры тонкой кристаллической структуры (ТКС)) и макро (модуль упругости ( $E$ ), предел прочности ( $\sigma$ ), предельная деформация ( $\varepsilon$ )) механические характеристики образцов гидроксилapatита, изготовленных на факультете наук о материалах МГУ, находящихся в исходном состоянии и облученных различными флюенсами ( $\Phi$ ) быстрых электронов.

Методом РД определены средние размеры блоков ( $D$ ) и микродеформаций ( $e$ ) кристаллической решетки гидроксилapatита. По найденным значениям  $D$  и  $e$  рассчитаны упругие энергии ( $E_D$  и  $E_e$ ), заключенные в дислокационных стенках блоков и микродеформациях. Показано, что значения  $D$ ,  $e$ ,  $E_D$  и  $E_e$  при одном и том же значении  $\Phi$  отличаются друг от друга в несколько раз на облученном электронами основании цилиндрического образца и на противоположном ему.

В том случае, когда на обеих плоских поверхностях образца образуются наноструктуры, он обладает уникальными макромеханическими характеристиками: по сравнению с исходными образцами:  $E$  уменьшается в 6 раз,  $\varepsilon_{np}$  возрастает в 2 раза,  $\varepsilon_{разр}$  - в 1,8 раза.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ 07-01-00558, 08-08-00704.

## ВОДОРОДОПРОНИЦАЕМОСТЬ ЗАЩИТНЫХ ПОКРЫТИЙ СПЛАВА Э110, СФОРМИРОВАННЫХ УЛЬТРАЗВУКОВОЙ И ЭЛЕКТРОННОЙ ОБРАБОТКОЙ

А.М. Лидер<sup>1)</sup>, И.П. Чернов<sup>1)</sup>, Ю.П. Черданцев<sup>1)</sup>, Ю.И. Тюрин<sup>1)</sup>, Н.С. Пушина<sup>1)</sup>, С.В. Иванова<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

<sup>2)</sup>ВНИИ НМ им. А.А. Бочвара, г. Москва, Россия

Исследовано влияние защитных покрытий, созданных путем ультразвуковой обработки или облучением поверхности импульсным электронным пучком, на накопление водорода в сплаве циркония Э110. Исследовано влияние наводороживания на физико-механические свойства покрытий. Определение абсолютной концентрации водорода определяли с помощью анализатора RHEN602 фирмы Лесо. Для измерений использован принцип плавления в атмосфере инертного газа. Диапазон измерений абсолютной концентрации водорода от 0.05 до 2500 ppm с точностью 0.02 ppm. Автоматическая система управления позволяет задавать режимы анализа водорода, начиная от режимов подготовки образца к измерению и заканчивая параметрами измерения выходящих газов. Внедрение водорода проводили электролитическим способом из 1М раствора  $H_2SO_4+H_2O$  при плотности тока около  $0,05 \text{ A/cm}^2$  со стороны нанесенного наноструктурированного покрытия. При этом противоположную часть образцов покрывали специальным лаком или защитным тефлоновым покрытием. Время насыщения составляло 24 часа. Сравнение результатов накопления водорода в образцах, поверхность которых облучена электронным пучком или подвергнута ультразвуковому воздействию, показывает, что в облученных электронами образцах водорода накапливается значительно меньше. Установлено, что в области облучения электронным пучком водорода накапливается приблизительно на 15% меньше, чем в исходных областях материала. Проведена оценка влияния покрытия на распределение водорода по объему материала. Для этого проводили послойное удаление материала с поверхности. Концентрация водорода в облученных образцах составляла около 0,00075 масс %, в необлученном - 0,0025 масс %. Этот результат, с одной стороны, указывает на большое содержание водорода в модифицированном слое образцов, с другой, позволяет заключить, что электронное облучение снижает объемную концентрацию примерно в три раза. Исследовано влияние водорода на твердость, акустические, электрические характеристики (амплитуду вихретоковых напряжений, величину термо-ЭДС). Внедрение водорода существенно повышает значение электронной плотности и электрической проводимости сплава циркония. При этом происходит частичное восстановление механических свойств металла.

# ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЛАВА ЦИРКОНИЯ Э110, МОДИФИЦИРОВАННОГО ИМПУЛЬСНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ

И.П. Чернов, Ю.П. Черданцев, А.М. Лидер, А.П. Мамонтов, Ю.И. Тюрин,  
Н.С. Пушилина, Г.В.Гаранин, Е.В. Чернова

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Изучены свойства наноструктурированных покрытий, нанесенных на сплав циркония марки Э110 методом ультразвуковой обработки и облучением импульсным электронным пучком. Для исследования были изготовлены прямоугольные образцы сплава циркония (прокат) размерами 50x20 мм, вырезанные из листа проката толщиной 0,8 мм. Ультразвуковую обработку выполняли путем возбуждения в обрабатывающем инструменте ультразвуковых колебаний. Амплитуда колебаний деформирующего инструмента составляла 15 мкм, частота - 24 кГц. Изготовленные образцы отличались количеством последовательных обработок поверхности, проводимых с неизменной частотой воздействия и силой прижима деформирующего элемента. Часть образцов, для создания модифицированного защитного слоя, облучали импульсным электронным пучком. Локальная температура нагрева тонкого поверхностного слоя превышала температуру плавления. Исследования проводили для трех режимов облучения, отличающихся полной внесенной энергией (15, 20 и 25 Дж/см<sup>2</sup>). Плотность тока от 10 до 50 А/см<sup>2</sup>. Энергия электронов составляла 18 кэВ, каждый образец облучали тремя импульсами длительностью 50 мкс. Диаметр пучка – 30 мм. В результате быстрой кристаллизации (со скоростью около 10<sup>7</sup> К/с) поверхность приобретает зеркальный блеск. На поверхности сплава образуются кристаллиты в виде правильных шестиугольников с размером грани 5 -7 мкм. Проведены исследования микротвердости, электрических характеристик (использован вихретоковый метод и метод термо-ЭДС) для различных режимов обработки поверхности. Оба способа обработки приводят к значительному возрастанию твердости поверхностного слоя сплава. Для ультразвуковой обработки обнаружены эффекты дальнего действия, связанные с миграцией дефектов из обрабатываемой области в исходный материал. Для облученных образцов величина микротвердости растет с увеличением дозы облучения, микротвердость в центральной части образца значительно превышает микротвердость периферийных областей. В необлученных областях происходит отжиг дефектов, что приводит к росту пластичности и, соответственно, снижению микротвердости сплава. Рост значений вихретокового напряжения указывает на то, что в объеме металла при облучении происходит преимущественный отжиг дефектов.

## РАЗРАБОТКА КАНАЛА ЯДЕР ОТДАЧИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СОДЕРЖАНИЯ ВОДОРОДА В МАТЕРИАЛАХ

А.Б. Крамченков, В.Е. Сторижко, А.А. Дрозденко  
Институт прикладной физики НАН Украины, г. Сумы, Украина

В Институте прикладной физики НАН Украины создан аналитический ускорительный комплекс (АУК) на базе компактного электростатического ускорителя «Сокол» с энергией ионов до 2 МэВ. В составе АУК работают четыре аналитических канала: ионной люминесценции, ядерных реакций, сканирующего ядерного микронзонда и резерфордовского обратного рассеяния с высоким энергетическим разрешением. В настоящее время ведется строительство пятого аналитического канала в составе АУК – канала ядер отдачи. Канал предназначен для неразрушающего количественного определения концентрации водорода в материалах методом ядер отдачи.

Канал оснащен сверхвысоковакуумной камерой рассеяния, системой электростатических линз и позиционным электростатическим спектрометром заряженных частиц. Камера рассеяния оснащена магнитоотрядными и сублимационным насосом для обеспечения безмасляного вакуума на уровне  $10^{-7}$  Па. На крышке камеры размещен механизм перемещения мишеней. Он обеспечивает движение по осям  $x$ ,  $y$  и  $z$  при помощи микровинтов и поворот мишени вокруг своей оси на  $360^\circ$ . Конструкция камеры рассеяния позволяет обеспечить угол рассеяния  $\theta$  от  $0$  до  $135^\circ$ . Такая конструкция камеры дает возможность проводить в канале эксперименты не только по малоугловому рассеянию ионов, но и по резерфордовскому обратному рассеянию. Имеется возможность установки в камере рассеяния дополнительного оборудования (например, детектора ХРИ), что делает новый канал универсальным устройством микроанализа при помощи пучка МэВ-ных ионов.

Система электростатических линз состоит из четырех квадрупольных и одной секступольной линзы. Система линз предназначена для транспортировки выбитых из мишени ядер отдачи от камеры рассеяния до входной щели электростатического спектрометра.

Электростатический спектрометр представляет собой стоградусный цилиндрический конденсор. Он предназначен для определения энергетического спектра заряженных частиц. Спектрометр в сочетании с позиционно-чувствительным детектором заряженных частиц позволяет получить энергетическое разрешение  $\Delta E/E = 1.5 \times 10^{-3}$  (1.5 кэВ при энергии ионов 1 МэВ).

Аналитический канал предназначен для определения профиля концентрации водорода в различных сталях, сплавах, композиционных материалах, биологических образцах и проч. Глубина анализа составляет несколько микрон (в зависимости от материала мишени), предел обнаружения микропримесей водорода составляет около 10 ppm.

## DEVELOPMENT OF A TIME-OF-FLIGHT DETECTOR SYSTEM FOR ISOCHRONOUS MASS SPECTROMETRY AT FAIR

N. Kuzminchuk<sup>1,2</sup>, B. Fabian<sup>2,3</sup>, H. Geissel<sup>2,3</sup>, R. Knöbel<sup>2,3</sup>, C. Kozhuharov<sup>2</sup>, S. Litvinov<sup>3</sup>, Y. Litvinov<sup>3</sup>, Z. Patyk<sup>3</sup>, W. Plaß<sup>2,3</sup>, C. Scheidenberger<sup>2,3</sup>, B. Sun<sup>2,3</sup>, H. Weick<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Tomsk Polytechnic University, FMSM, Tomsk, Russia; <sup>2</sup>II Physikalisches Institut, Justus-Liebig-Universität Gießen, Germany; <sup>3</sup>GSI, Darmstadt, Germany;

At the FAIR facility, the projectile fragment separator Super-FRS will provide beams of exotic nuclei with unprecedented intensity. The new Collector Ring (CR) is optimized to accept large-emittance secondary beams provided by the Super-FRS. High-precision mass measurements of exotic nuclei with lifetimes as short as a few tens of microseconds will be performed with Isochronous Mass Spectrometry (IMS) at the CR.

For these measurements a dual Time-of-flight (TOF) detector system is under development. In the detectors, ions passing a thin carbon foil release secondary electrons, which are transported in forward and backward directions to microchannel plates by electric and magnetic fields. For even better performance of the TOF detector, a prototype was optimized for efficiency, rate capability /1/ and timing characteristics. Timing characteristics were tested by measuring the coincidence between the backward and forward detectors with a fast sampling digital oscilloscope (40Gs/s). The measurement shows a distribution with deviation of 68 ps. The dispersion in the time-of-flight of the secondary electrons due to their initial velocity spread and their spatial distribution after emission from the foil was investigated.

The software for the TOF data analysis was extended to determine the time-stamps of online experimental data and offline data acquired with different oscilloscopes and different time discrimination methods.

The influence of the MCP dead time on the rate capability of the detectors was examined experimentally and compared to a theoretical model /2/. Currently measured rate at which the linearity between outgoing current and rates of the microchannel secondary electrons starts to deviate is  $8 \cdot 10^6$  Hz and breaks at value  $3.5 \cdot 10^7$  Hz. Microchannel plates with the half pore size would increase the number of channels and hence improve the rate capability by a factor of four.

### REFERENCES

1. Fabian B., PhD thesis, Justus-Liebig-Universität Gießen 2008: Characterization and Optimization of a Time-of-Flight Detector for Isochronous Mass Measurement at the ESR.
2. Fraser G. W. *et al.* // Nucl. Instrum. Methods A 306, 247, 1991.

# ФАЗООБРАЗОВАНИЕ И СТРУКТУРНЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В СИСТЕМЕ ХРОМ-КРЕМНИЙ В РЕЗУЛЬТАТЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ КОМПРЕССИОННЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ПОТОКАМИ

В. В. Углов<sup>1)</sup>, Н. Т. Квасов<sup>2)</sup>, Ю. А. Петухов<sup>2)</sup>, В. М. Асташинский<sup>3)</sup>,  
А. М. Кузьмицкий<sup>3)</sup>

<sup>1)</sup>Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

<sup>2)</sup>Белорусский государственный университет  
информатики и радиоэлектроники, г. Минск, Беларусь

<sup>3)</sup>Институт физики им. Б. И. Степанова НАНБ, г. Минск, Беларусь

Взаимодействие компрессионных плазменных потоков (КПП), особого вида квазистационарных потоков заряженных частиц с твердым телом является на сегодняшний день активно изучаемым теоретическим и прикладным направлением. Особый интерес в этой области представляет выявление закономерностей и особенностей взаимодействия КПП с системами металл-полупроводник /1/.

Представлены результаты исследований структурно-фазовых превращений в системе «кремниевая подложка-хромовое покрытие» при воздействии КПП. Исходный слой хрома толщиной 1,5 мкм наносился методом вакуумно-дугового осаждения. Генерирование КПП проводилось в магнитоплазменном компрессоре компактной геометрии. Обработка КПП проводилась единичным импульсом и серией из трех импульсов. Плотность мощности, передаваемой плазменным потоком ( $W$ ) варьировалась в пределах 0,4-1,0 ГВт/м<sup>2</sup>.

Методом рентгеноструктурного анализа обнаружено, что в результате воздействия компрессионной плазмы в приповерхностном слое формируется рентгеноаморфная фаза. При  $W \geq 0,6$  ГВт/м<sup>2</sup> и в случае воздействия тремя импульсами образуется гексагональная модификация дисилицида хрома CrSi<sub>2</sub>. Растровая электронная микроскопия и рентгеноспектральный микроанализ выявили формирование дендритной структуры. Диаметр стволов дендритов составляет до 0,3 мкм, период ветвей первого порядка – 0,7-1,2 мкм. Стволы и ветви дендритов состоят из кремния, дисилицид хрома локализован преимущественно в междендритном пространстве.

В работе обсуждаются механизмы структурно-фазовых превращений, обусловленные диффузионным и конвективным массопереносом хрома и кремния, быстрым охлаждением перемешанного расплава и концентрационным переохлаждением при кристаллизации.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Углов В.В., Квасов Н.Т., Петухов Ю.А., Асташинский В.М., Кузьмицкий А.М. // Физика и химия обработки материалов, №6, 2008, С. 32-36.

# МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ НИТРИДОВ ТИТАНА И ХРОМА НА ТВЕРДОМ СПЛАВЕ ВОЗДЕЙСТВИЕМ МОЩНЫМИ ИМПУЛЬСНЫМИ ИОННЫМИ ПУЧКАМИ

В.В. Углов <sup>1)</sup>, Г.Е. Ремнев <sup>2)</sup>, А.К. Кулешов <sup>1)</sup>, М.С. Салтымаков <sup>2)</sup>, М.В. Карбовский <sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

<sup>2)</sup>Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Воздействие на твердосплавный инструмент мощными импульсными источниками энергии (ионными, электронными, плазменными) позволяет повышать его твердость и износостойкость. Также для упрочнения инструмента используются покрытия на основе твердых растворов нитридов титана и металлов Al, Cr, Zr и др., формируемые с помощью конденсации с ионной бомбардировкой в остаточной атмосфере азота.

В данной работе исследована возможность комбинированной модификации твердого сплава WC-TiC-Co с помощью воздействия мощных импульсных ионных пучков (МИП) как на слои покрытия из твердого раствора с равными долями нитридов титана и хрома, так и на нижележащие слои твердого сплава, на котором было сформировано покрытие. Увеличение мощности воздействия МИП на систему покрытие Ti-Cr-N на твердом сплаве осуществлялось изменением плотности ионного тока в импульсе ( $j$ ) от 50 до 150 А/см<sup>2</sup>. Радиационное и тепловое воздействие МИП с энергией 320 кэВ превышало толщину покрытия.

Установлено, что воздействие МИП с  $j = 100$  А/см<sup>2</sup> на систему покрытие-основа приводит к увеличению содержания твердого раствора карбидов вольфрама и титана в твердом сплаве WC-TiC-Co, уменьшению уровня внутренних напряжений в покрытии Ti-Cr-N. При этом твердость всей модифицированной системы составляет 40 ГПа. Увеличение плотности тока в импульсе воздействия МИП до 150 А/см<sup>2</sup> приводит к рекристаллизации твердого раствора (Ti,Cr)N, уменьшению его параметра кристаллической решетки в результате снижения содержания хрома и, как следствие, снижению твердости. Увеличение доли твердого раствора карбидов вольфрама и титана в сплаве подобно МИП воздействию с  $j = 100$  А/см<sup>2</sup>. Более интенсивное тепловое, радиационное воздействие МИП на покрытие инициирует процесс рекристаллизации и распада твердого раствора (Ti,Cr)N.

Проведен сравнительный анализ влияния ионного и термического воздействия на поверхностные слои покрытия Ti-Cr-N на твердом сплаве для выяснения механизмов структурно-фазовых изменений в них.

## ОБЛУЧЕНИЕ СИСТЕМЫ $(Ti_x-Zr_{1-x})N$ ИОНАМИ КСЕНОНА

В.В. Углов<sup>1)</sup>, А.В. Севрюк<sup>1)</sup>, Д.П. Русальский<sup>1)</sup>, С.В. Злоцкий<sup>1)</sup>,  
G.Abadias<sup>2)</sup>, С.В. Кислицын<sup>3)</sup>, К.К. Кадыржанов<sup>3)</sup>, И.Д.Горлачев<sup>3)</sup>, С.Н.Дуб<sup>4)</sup>

<sup>1)</sup>Белорусский госуниверситет, Минск, Беларусь

<sup>2)</sup>Laboratoire PNYMAT, Universite de Poitiers, France,

<sup>3)</sup>Институт ядерной физики национального ядерного центра, Астана, Казахстан,

<sup>4)</sup>Институт сверхтвердых материалов, Киев, Украина

Нитрид титана является технологически важным материалом, сочетающий в себе физические свойства как керамики так и металла. В дополнение к его широкому применению в качестве защитных твердых покрытий для режущего инструмента или металлизированных слоев в микроэлектронике, перспективным предполагается его использование в будущем в реакторах VI поколения – в быстрых газоохлаждаемых реакторах (GFR) как материал покрытия твэлов [1]. Использование ионов инертных газов с низкими энергиями в качестве имитационного облучения является методом изучения радиационных свойств материалов. В данной работе изучено влияние облучения на структуру и механические свойства тройной нитридной системы на основе титана и циркония различной концентрации. Покрытие  $(Ti_x-Zr_{1-x})N$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) толщиной до ~300 нм наносилось на кремниевую (100) подложку методами физического вакуумного осаждения. Облучение проводилось ионами восемнадцатизарядного ксенона дозой  $8 \times 10^{14}$  ион/см<sup>2</sup> и энергией 360 кэВ. Морфология, фазовый и элементный состав облученной системы проводился разными методами: растровой электронной микроскопии, атомно-силовой микроскопии, рентгеноструктурного анализа и резерфордовского обратного рассеяния. Измерения твердости проводились при наноиндентировании. Обнаружено, что совместное нанесения металлов в атмосфере азота приводит к формированию тройного твердого раствора замещения структуры типа Na-Cl со свойствами, зависящими от концентрации атомов циркония. Выявлено, что после облучения изменение твердости разнонаправлено: происходит ее уменьшение для двухкомпонентных систем и увеличение для трехкомпонентных.

Изучено поведение внутренних напряжений в результате облучения и представлен анализ модулей упругости.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Gavarini S., Toulhoat N. and other. Journal of Nuclear Materials.2007. Issue 362. P 364.

# ОБРАЗОВАНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ ВКЛЮЧЕНИЙ (КЛАСТЕРОВ) НОВОЙ ФАЗЫ В МЕТАЛЛАХ И ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ ОБРАБОТКЕ КОМПРЕССИОННОЙ ПЛАЗМОЙ

В.М. Анищик<sup>1)</sup>, В.В. Углов<sup>1)</sup>, Н.Т. Квасов<sup>2)</sup>, Ю.Г. Шедко<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

<sup>2)</sup> Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, г. Минск, Беларусь

Установлено /1/, что при обработке компрессионной плазмой происходит нагрев материала и накопление в нем атомов плазмы (азот). Естественное охлаждение облученного образца может сопровождаться качественно новыми изменениями его фазового состава. Последовательность превращений определяется фазовой диаграммой температура-состав для материала образца и плазмы. В случае, когда фазовая диаграмма допускает распад пересыщенного твердого раствора на несколько фаз, обычно образуется обедненный азотом твердый раствор (матрица) с дисперсными включениями (кластерами) новой фазы, обогащенной азотом. Для описания роста и распада кластеров предложено уравнение типа Фоккера-Планка

$$(1) \quad \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial N} \left( v(N, t) f - C \frac{\partial f}{\partial N} \right) = 0,$$

где  $t$  – время,  $N$  – количество атомов азота в кластере,  $f(N, t)$  - функция распределения кластеров по размерам,  $v = AS(t)N^{1/3} - bN - B$  - поток в пространстве размеров,  $S(t)$  - пересыщение. Отличная от нуля величина  $b$  возникает при учете вклада энергии механических напряжений матрицы в энергию системы /2/,  $A$  и  $B$  однозначно выражаются через термодинамические и кинетические параметры матрицы и кластера,  $C$  характеризует тепловой шум. По существу, уравнение (1) аналогично уравнениям Лифшица-Слезова /3, §100/. В случае, когда пересыщение достигает стационарного значения и превышает порог  $S_0 = 3A^{-1}(bB^2/4)^{1/3}$ , в системе существуют устойчивые кластеры с числом частиц  $N_{eq} \geq AS_0/b$ . Анализ решения (1) позволяет в данном случае оценить геометрические размеры азотосодержащих включений.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Cherenda N.N., Uglov V.V., Anishchik V.M., Stalmashonak A.K. et. al. // Surface & Coatings Technology. 2006. V. 200. P. 5334 – 5342.
2. Мартин Дж., Доэрти Р. Стабильность микроструктуры металлических систем. - М.: Атомиздат, 1978, 280 с.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Физическая кинетика. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001, 536 с.

# МАССОПЕРЕНОС В СИСТЕМАХ ПЛЕНКА/ЭЛАСТОМЕР, ФОРМИРУЕМЫХ ИОННО-АССИСТИРОВАННЫМ НАНЕСЕНИЕМ Cr ПОКРЫТИЙ

О.Г.Верес, И.С.Ташлыков

Белорусский государственный педагогический университет, Минск, Бела-  
русь

Нанесение покрытий является эффективным средством модифицирования свойств поверхности изделий. Для обеспечения повышенной адгезии покрытия к подложке на формирующуюся структуру тонкая пленка/подложка (ТП/П) оказывают радиационное воздействие. В частности, формирование ТП/П структур осуществляют в режиме ионно-ассистированного нанесения покрытия (ИАНП), когда из-за малых размеров каскадов атомных столкновений, образующихся при торможении асси-стирующих ионов, достигается высокая плотность выделенной энергии (ПВЭ). Известно, что в твердых телах при внедрении ускоренных ионов генерируются радиационные дефекты, что способствует глубокому проникновению в подложку компонентов покрытия в результате радиационно-ускоренной диффузии. В эластомерах, которые имеют упругую природу строения, механизмы радиационно-стимулированной диффузии не изучены. Нами экспериментально установлено, что при ионно-ассистированном нанесении Cr-покрытий на резину (Pe), глубина проникновения атомов хрома в резину многократно превышает проективный пробег и страгглинг пробега ионов Cr<sup>+</sup> в резине.

В исследованиях, используя резонансный источник вакуумной дуговой плазмы, на резину марки 7-ИРП-1068 наносились Cr-покрытия, когда энергия асси-стирующих ионов Cr<sup>+</sup> составляла 5, 10 или 20 кэВ. Элементный состав создаваемых структур изучали, используя метод резерфордского обратного рассеяния ионов гелия с E<sub>0</sub>= 2.0 МэВ. При отмеченных условиях на резине в течение 1 часа осаждались покрытия толщиной ~170, ~225 и ~310 нм соответственно. Получено, формированию более толстых покрытий способствует повышение энергии асси-стирующих ионов, что связывается с менее интенсивным распылением при этом поверхности. Вместе с тем, оказалось, что глубина проникновения ионов Cr<sup>+</sup> в резину увеличивается, если энергия ионов уменьшается. В работе обсуждается влияние ПВЭ на процессы массопереноса компонентов системы Cr/Pe.

# ОСОБЕННОСТИ ВОЗДЕЙСТВИЯ МОЩНОГО ИОННОГО ПУЧКА НА ПОРИСТЫЕ СРЕДЫ

В.С. Ковивчак, Р.Б. Бурлаков, Н.А. Давлеткильдеев  
Омский филиал Института физики полупроводников СО РАН,  
г. Омск, Россия

Омский государственный университет, г. Омск, Россия

Пористые неорганические среды являются классом материалов, модификация которого концентрированными потоками энергии изучена достаточно слабо. Особенно это касается модификации таких материалов мощным ионным пучком наносекундной длительности. Низкая теплопроводность таких сред в сочетании с более высокими величинами пробегов ионов в них должны приводить к существенным отличиям в морфологии облученной поверхности по сравнению со сплошной средой из того же материала.

В настоящей работе исследована морфология поверхности пористых неорганических сред – пористого кремния и промышленного силикагеля при воздействии мощного ионного пучка (МИП) наносекундной длительности. Слои пористого кремния были получены путем анодного травления пластины монокристаллического кремния в растворе  $\text{HF}:\text{C}_2\text{H}_5\text{OH}$  (1:1). Толщина пористого слоя варьировалась в пределах 2,8-6 мкм. Величина пористости составляла ~ 50%. Облучение проводилось на ускорителе «Темп» протон-углеродным пучком (30%  $\text{H}^+$  и 70%  $\text{C}^+$ ) со средней энергией 300 кэВ, длительностью импульса пучка 60 нс и плотностью тока, не превышающей 50 А/см<sup>2</sup>.

Установлено, что наиболее вероятный диаметр пор на исходной поверхности пористого кремния составил 20 нм, а высота неоднородностей 1,5 нм. Однократное воздействие МИП с плотностью тока 10 А/см<sup>2</sup> на этот слой приводит к образованию на его поверхности эллипсоидальных частиц с наиболее вероятным диаметром 190 нм и высотой 45 нм. Увеличение числа импульсов облучения до 3 при той же плотности тока вызывает увеличение наиболее вероятного диаметра до 980 нм и высоты до 460 нм. Наблюдаемые закономерности образования эллипсоидальных частиц при облучении пористого кремния МИП интерпретированы с точки зрения особенностей пространственного энерговыделения ионного пучка в пористых средах. Для используемой в работе энергии величина пробега ионов пучка в пористом кремнии почти в 3 раза превышает величину пробега этих ионов в монокристаллическом кремнии. При плавлении скелетона пористого кремния МИП происходит объединение близлежащих расплавленных участков в эллипсоидальные частицы. Повторное облучение пористого кремния, содержащего такие частицы, приводит к их объединению в эллипсоидальные частицы большего диаметра.

## ПОВЫШЕНИЕ СВОЙСТВ МДО – СЛОЁВ МЕТОДОМ VDP

Белова Е.А.<sup>1)</sup>, Гусев А.В.<sup>2)</sup>, Крит Б.Л.<sup>1)</sup>, Рыжиков И.А.<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> «МАТИ»-РГТУ имени К.Э. Циолковского, Москва, Россия

<sup>2)</sup> ИТПЭ РАН, Москва, Россия

В работе приведены результаты исследований свойств поверхности сплава АМг-3, модифицированной методом микродугового оксидирования (МДО) и дополнительно обработанной методом газо-фазной депозитной полимеризации (VDP - процесс).

МДО – сложный физико-химический процесс, протекающий с участием микродуговых разрядов в электролите. В начале формируется сплошной барьерный слой металл-оксид-разряд-электролит, затем растёт керамический слой, в порах которого зажигаются микроаряды. Разряды протекают в анодный и катодный полупериоды, причём анодный представляет собой тлеющий разряд контрагированного типа с возможной реализацией эффекта полого электролитного катода, а катодный разряд является дуговым. Микроаряды оказывают термическое, плазмохимическое и гидродинамическое воздействие на металл, образуя на поверхности в результате бомбардировки потоками высокоэнергетических частиц электролитической плазмы специфические структуры (метастабильные высокотемпературные фазы, неравновесные твердые растворы, стеклофазы и т.д.). Плазмохимическое взаимодействие протекает в две стадии: ионизация и конденсация. Вначале происходит ударная или термическая ионизация, в результате чего плазма в разрядном канале за время меньше  $10^{-6}$  с приобретает высокую температуру и давление. Электрическое поле в разряде разделяет разнозарядные частицы плазмы и заставляет их перемещаться либо в электролит, либо бомбардировать обрабатываемую поверхность. Во время второй стадии температура резко падает, и из плазмы формируются соединения, конденсирующиеся в разрядном канале. Одним из недостатков МДО является остаточная сквозная пористость. Для наполнения пористой структуры был опробован метод VDP. Он основан на возможности генерирования в вакууме высокорекреационноспособных и сверхпроницабельных частиц – интермедиатов, адсорбция которых на твердых поверхностях сопровождается самопроизвольной полимеризацией.

Наполнение МДО-слоёв методом VDP снизило остаточную сквозную пористость в 5 раз, диэлектрическую проницаемость примерно в 1,5 раза, а также повысило величину пробойного напряжения в 1,5 – 2,2 раза и на порядок коррозионную стойкость.

# ИОННО-ЛУЧЕВОЕ МОДИФИЦИРОВАНИЕ (ИЛМ) ТРИБОЛОГИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ХРОМИСТОЙ СТАЛИ

Козлов Д.А.<sup>1)</sup>, Крит Б.Л.<sup>2)</sup>, Овчинников В.В.<sup>1)</sup>, Столяров В.В.<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>МГИУ, Москва, Россия

<sup>2)</sup>«МАТИ»-РГТУ имени К.Э. Циолковского, Москва, Россия

Приведены результаты исследований влияния флюенса облучения ионами меди на коэффициент трения и износостойкость стали 30ХГСН2А. Также определены глубина проникновения и профиль распределения имплантированных ионов. ИЛМ осуществляли с помощью источника ИГМИ-50, работающего в импульсном режиме и генерирующего полиэнергетические импульсные пучки ионов металлов. Величину флюенса изменяли в диапазоне  $10^{16} - 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$  при ускоряющем напряжении 40 кэВ, ионном токе 0,1 А, среднем заряде ионов меди в пучке 2,06. Анализ профилей распределения производили на установке SIMS. Образовавшийся в результате ионного травления кратер трапецеидального сечения исследовали с помощью рентгеновского дифрактометра, оснащённого графическим монохроматором, и металлографического микроскопа. Исследования выявили неоднородность по глубине имплантированного слоя. Дно кратера представляет собой исходную структуру стали. Область, располагающаяся выше, чем дно кратера, состоит из смеси двух фаз соединения меди с железом:  $\text{Fe}_{60}\text{Cu}_{40}$  и  $\text{Fe}_4\text{Cu}_3$ . Ещё ближе к поверхности образца располагается участок, существенно обогащённый медью. Вероятно, это имеет место в результате сегрегации атомов имплантированной меди с образованием мелкодисперсных включений.

Для проведения трибологических испытаний использовали цилиндрические образцы, закалённые по стандартной методике /1/, торцевую поверхность которых подвергали шлифовке и ИЛМ. Схема испытаний – кокус (контртело) по поверхности образца, в качестве контртела использовали закалённую сталь 30ХГСН2А без ИЛМ. Измеряли коэффициент трения и глубину выработки испытуемого образца в зоне контакта при нагрузке до 250 МПа. Установлено, что имплантация ионов меди экстремально изменяет коэффициент трения от 0,24 (флюенс  $10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) до 0,35 (флюенс  $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ ) с минимумом 0,13 (флюенс  $10^{17} \text{ см}^{-2}$ ). Исследования износостойкости образцов показали, что ИЛМ способствует снижению износа, при этом характер зависимости износостойкости от флюенса облучения аналогичен наблюдаемому в экспериментах по измерению коэффициента трения. Минимальная глубина износа 0,03 мм после 20 минут истирания соответствовала флюенсу  $10^{17} \text{ см}^{-2}$ .

## ЛИТЕРАТУРА

1. Куксенова Л.И. и др. Методы испытания на трение и износ: Справочное издание-М.: «Интермет Инжиниринг», 2001.-152с.

# ФОРМИРОВАНИЕ НИКЕЛЕВЫХ ПОКРЫТИЙ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКОГО ОСАЖДЕНИЯ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.

В.М. Анищик<sup>1)</sup>, Н.Г. Валько<sup>2)</sup>, Н.И. Мороз<sup>2)</sup>, А.С. Воронцов<sup>2)</sup>, В.В. Война<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь  
<sup>2)</sup>Учреждение образования «Гродненский государственный университет им. Янки Купалы», г. Гродно, Беларусь

Среди разнообразных способов нанесения никелевых покрытий наибольшее распространение в промышленности получил метод электролитического осаждения. Интерес представляет метод формирования покрытий при воздействии рентгеновского излучения [1], основной особенностью которого является изменение физических условий электроосаждения никеля посредством радиолиза электролита.

Осаждение пленок производилось на индифферентные подложки в течение 1ч при плотностях тока  $0,5 \div 3 \text{ А/дм}^2$  из сульфатного электролита. Источником излучения служила рентгеновская установка при напряжении на трубке 50 кВ и токе 15 мА.

Оптические исследования показали, что микроструктура поверхности никелевых покрытий, сформированных под действием рентгеновского излучения, отличается от покрытий, образованных традиционным способом, мелкокристаллическим зерном, что обеспечивает покрытиям более высокую микротвердость и сплошность. При этом, уменьшение длины волны излучения приводит к монотонному увеличению микротвердости. Так, для контрольных образцов, полученных при плотности тока  $j=0,5 \text{ А/дм}^2$ , значение микротвердости составляет 980 кг/мм<sup>2</sup>, для облученных  $\lambda=0,194 \text{ нм}$  – 1180,  $\lambda=0,154 \text{ нм}$  – 1300, а для  $\lambda=0,070 \text{ нм}$  – 1560 кг/мм<sup>2</sup>. С возрастанием плотности тока микротвердость покрытий снижается. Аналогичные зависимости наблюдались при исследовании кинетики электрокристаллизации никеля и структурных свойств покрытий. Обнаружено увеличение дисперсности блоков мозаики при уменьшении длины волны действующего излучения, увеличение скорости наращивания покрытий и величины выхода по току, что обусловлено увеличением потока диффундирующих ионов металла к катоду в облучаемом электролите.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Анищик В.М., Валько Н.Г., Война В.В. и др. // Труды Международного совещания «Радиационная физика твердого тела», 7-12 июля 2008, Севастополь. М., 2008. С. 333.

# РАДИАЦИОННОЕ УПРОЧНЕНИЕ СТАЛИ 16Х12МВСФБР ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ ИОНАМИ Ni<sup>++</sup> С ЭНЕРГИЕЙ 7 МэВ

Г.В. Лысова, Г.А. Биржевой, А.М. Дворяшин  
ГНЦ РФ-ФЭИ имени А.И. Лейпунского, г. Обнинск, Россия

Для ферритно-мартенситных хромистых сталей, обладающих высокой стойкостью к распуханию и рассматривающихся в качестве перспективных конструкционных материалов активных зон реакторов IV поколения, актуальна проблема низкотемпературного охрупчивания (НТРО). Снижение пластичности и повышение тенденции к хрупкому разрушению при относительно низких температурах ( $< 0,4T_m$ ) коррелирует с увеличением предела текучести.

Всем ферритным хромистым сталям присуща тенденция к насыщению изменения механических свойств с увеличением дозы облучения /1/. Насыщение сдвига температуры вязко-хрупкого перехода и радиационного упрочнения наблюдаются обычно при близких повреждающих дозах. Поскольку существует корреляция между значениями твердости и пределом текучести в ферритных и аустенитных сталях, измерения микротвердости позволяют изучать радиационно-индуцированное упрочнение в материалах после ионного облучения.

В настоящей работе представлены результаты исследования изменений микротвердости образцов стали 16Х12МВСФБР (ЭП-823), облученных в интервале температур (380 – 600)°С ионами Ni<sup>++</sup> с энергией 7 МэВ флюенсами от  $\sim 3 \times 10^{20}$  до  $6 \times 10^{20}$  ион/м<sup>2</sup>.

Получены зависимости ионно-индуцированного упрочнения от дозы, и температуры облучения. Наблюдалось уменьшение упрочнения с повышением температуры облучения. Показано, что с увеличением дозы облучения изменения микротвердости достигают насыщения, причем соответствующие значения доз зависят от температуры.

На основе электронно-микроскопического анализа микроструктуры облученной стали и представлений о барьерном торможении подвижных дислокаций радиационными дефектами и фазовыми выделениями установлена связь между наблюдавшимся упрочнением в зависимости от дозы и температуры облучения и радиационно-стимулированными изменениями фазовой и дислокационной структуры стали.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 08-08-13706-офи\_ц).

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Иванов Л.И., Платов Ю.М. Радиационная физика металлов и её приложения. - М.: Интерконтакт Наука, 2002, с. 300.

# ВЛИЯНИЕ ДИАГНОСТИРУЮЩЕГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА СУБСТРУКТУРУ И ЭКСПЛУАТАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЕЖУЩИХ ПЛАСТИН ТВЕРДОГО СПЛАВА Т15К6, ОБЛУЧЕННЫХ ИМПУЛЬСАМИ СВЕТА

А.Б.Коршунов<sup>1)</sup>, Т.А.Свиридова<sup>2)</sup>, Г.А.Крысов<sup>3)</sup>, В.Г.Баринов<sup>4)</sup>,  
Т.П.Костенкова<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Научно-исследовательский институт механики МГУ имени М.В.Ломоносова, Москва, Россия

<sup>2)</sup> ГТУ (МИСиС), Москва, Россия

<sup>3)</sup> ФГУП НПП «Исток», г. Фрязино, Россия

<sup>4)</sup> Завод «Станкоагрегат», Москва, Россия

Методами рентгеновской дифрактометрии (РД) и производственных испытаний на срок службы определены параметры субструктуры и стойкость режущих пластин из твердого сплава Т15К6, облученных импульсами света. При этом 18 пластин из 20 исследовались на характеристическом излучении  $\text{CuK}\alpha$ , а 2 – на излучении  $\text{CoK}\alpha$ .

Методом РД определены средние размеры блоков ( $D$ ) и микродеформации ( $\varepsilon$ ) кристаллических решеток карбидных фаз. По найденным значениям  $D$  и  $\varepsilon$  рассчитаны упругие энергии ( $E_D$  и  $E_\varepsilon$ ), заключенные в дислокационных стенках блоков и микродеформациях кристаллических решеток этих фаз. Показано, что в фазе WC значения  $D$ ,  $\varepsilon$ ,  $E_D$  и  $E_\varepsilon$  при близких значениях температуры нагрева пластин отличаются друг от друга в несколько раз в зависимости от того, на каком характеристическом излучении они исследовались в исходном состоянии.

В процессе производственных испытаний, проведенных на ОАО «Пигма-Кеппаметал», обрабатывались заготовки из стали 30ХГСА. Максимальная стойкость была показана пластиной, исследованной в исходном состоянии на характеристическом излучении  $\text{CoK}\alpha$ . Наблюдается хорошая корреляция между параметрами субструктуры, определенными после импульсного нагрева, и стойкостью режущих пластин.

Очевидно, что изложенные результаты объясняются «эффектом памяти», который в данном случае обусловлен сохранением ближнего порядка в жидкой фазе, образующейся в процессе нагрева.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ 07-01-00558, 08-08-00704.

## АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

	Стр.
	<b>А</b>
<b>Абдуваитов А.А.</b>	110
<b>Абдуев А.Х.</b>	152
<b>Авилкина В.С.</b>	100
<b>Агахи К.Г.</b>	156, 157
<b>Азаров А.Ю.</b>	88, 97, 118
<b>Азомоза Р.</b>	98
<b>Акишин А.И.</b>	143
<b>Александров В.А.</b>	43, 44
<b>Алов Н.В.</b>	139
<b>Альтапова В.Р.</b>	65
<b>Ананьева А.А.</b>	74
<b>Андрианова Н.Н.</b>	90, 100
<b>Анищик В.М.</b>	165, 170
<b>Антипин Д.П.</b>	55
<b>Антонович И.П.</b>	127
<b>Арбузов В.Л.</b>	140
<b>Артёмов А.С.</b>	136
<b>Асваров А.Ш.</b>	152
<b>Аслаян А.А.</b>	76
<b>Астапенко В.А.</b>	66
<b>Асташинский В. М.</b>	129, 162
<b>Атабаев Б.Г.</b>	105
<b>Ахмеджанов М.Р.</b>	114
<b>Ахмедов А.К.</b>	152
<b>Ахунов Ш.Дж.</b>	106, 107
	<b>Б</b>
<b>Бабаев А. А.</b>	64
<b>Бакланов Д.А.</b>	70, 78
<b>Балашова Л. Л.</b>	26
<b>Барайшук С.М.</b>	126, 147
<b>Барзов А.А.</b>	22
<b>Баринов В.Г.</b>	172
<b>Батурин А.С.</b>	66
<b>Белкин П. Н.</b>	93
<b>Белкова Ю.А.</b>	31
<b>Белова Е.А.</b>	168
<b>Бенедиктович А.И.</b>	59

Беспалова О.В.	94
Беспаль И.И.	89
Бетц Г.	87, 115
Биржевой Г.А.	171
Блажевич С.В.	79, 80
Блинов В.И.	132
Богданов М.Р.	54
Богданов О.В.	65, 74, 75
Богданов Р.И.	54
Бойко В.В.	24
Бондаренко Г.Г.	143
Борисов А. М.	90, 93, 94, 100
Бочек Г.Л.	77
Буназаров Д.	112
Бурлаков Р.Б.	167
Бурова Л.И.	125
<b>В</b>	
Валько Н.Г.	170
Васько Е.И.	47
Васюков В.М.	141
Вахний Т. В.	149
Ващенко М.В.	52
Верес О.Г.	166
Вершинин Г. А.	149, 150
Виноградов А.Я.	97
Виргильев Ю.С.	100
Внуков И.Е.	70, 78
Война В.В.	170
Волков Н.В.	133, 134
Воронцов А.С.	170
Востриков В. Г.	93, 94
Высоцкий В.И.	22, 48, 49, 50, 51
Высоцкий М.В.	48, 49
Выходец В.Б.	151
Вьегас А.	98
Вязовцев А.В.	89
<b>Г</b>	
Гайдар А.И.	143
Гаранин Г.В.	145, 159
Гаярдо С.	98
Геринг Г.И.	132, 150

<b>Гимранова О.В.</b>	39
<b>Гладышева Н.Б.</b>	124
<b>Гойхман А.Ю.</b>	122
<b>Голубцов И.В.</b>	157
<b>Гомоюнова М.В.</b>	135
<b>Горбенко О.Ю.</b>	125
<b>Горбунова О.А.</b>	73
<b>Гордиенко В.М.</b>	83
<b>Горлачев И.Д.</b>	164
<b>Грекова Т.С.</b>	149
<b>Гременок В.Ф.</b>	126
<b>Грибов И.В.</b>	89, 103
<b>Гриценко Б.П.</b>	149
<b>Гришин В.К.</b>	67
<b>Гусев А.В.</b>	168
<b>Гутман Г.</b>	82
<b>Д</b>	
<b>Давлеткильдеев Н.А.</b>	167
<b>Давыдова А.И.</b>	108
<b>Дворяшин А.М.</b>	171
<b>Джаббарганов Р.</b>	109
<b>Диденко П.И.</b>	44
<b>Дмитриевский А.А.</b>	141
<b>Дрозденко А.А.</b>	160
<b>Дуб С.Н.</b>	164
<b>Дьяков И. Г.</b>	93
<b>Е</b>	
<b>Евсюков С.Е.</b>	89, 103
<b>Егоров В.К.</b>	45, 152
<b>Егоров Е.В.</b>	45
<b>Елисеев А.Н.</b>	60
<b>Енишерлова К.Л.</b>	124
<b>Ермаков Ю.А.</b>	127
<b>Ермоленко А.А.</b>	115
<b>Ефремов В.И.</b>	75
<b>Ефремова Н.Ю.</b>	141
<b>Ж</b>	
<b>Жандармов Ю.В.</b>	70, 78
<b>Жиляков Л.А.</b>	20
<b>Жукова П.Н.</b>	62, 63, 73, 76
<b>Журкин Е.Е.</b>	91

**З**

Затекин В.В.	124, 125
Захарец М.В.	153
Землякова С.Ю.	118
Зенкевич А.В.	101, 122
Злоцкий С.В.	164
Зыонг Ж. Т.	70
Зырянов С.С.	154, 155

**И**

Иванов А.М.	121
Иванов А.Н.	156, 157
Иванова С.В.	158
Израилева Л.К.	104
Исаханов З.А.	81
Исхакова С.С.	108
Ито Г.	147

**К**

Кабышев А.В.	138
Кадыржанов К.К.	164
Казаков А.В.	21
Калин Б.А.	133, 134
Карабешкин К.В.	97
Карабовский М.В.	163
Карасёв Н.Н.	97, 118
Карасев П.А.	88, 97
Кауль А.Р.	125
Квасов Н. Т.	130, 162, 165
Киприч В.И.	116
Кислицын С.В.	164
Ковалев Г.В.	53
Ковальков В.К.	157
Ковивчак В.С.	131, 132, 167
Козлов Д.А.	169
Козловский В.В.	121
Колпащиков Г.М.	150
Конусов Ф.В.	138
Коренков В.В.	141
Корнилова А.А.	22
Корнич Вал. Г.	87
Корнич Г.В.	87, 115, 116
Король В.М.	137
Коростылев Е.В.	66

<b>Коротеев Ю.М.</b>	39, 40
<b>Коротченко К.Б.</b>	61
<b>Коротченко К.Б.</b>	102
<b>Коршунов А.Б.</b>	156, 157, 172
<b>Коссе А.И.</b>	154
<b>Костенкова Т.П.</b>	156, 157, 172
<b>Кошеев В.П.</b>	36, 37, 55
<b>Кравец Н.С.</b>	89
<b>Крамченков А.Б.</b>	153, 160
<b>Кривозубов О.В.</b>	131
<b>Кристя В.И.</b>	144
<b>Крит Б.Л.</b>	168, 169
<b>Кружалов А.В.</b>	155
<b>Крысов Г.А.</b>	172
<b>Кубанкин А.С.</b>	60, 73, 76
<b>Кувшинов А.М.</b>	89
<b>Кудрявцев Ю.</b>	98, 137
<b>Кузнецов В.Л.</b>	89, 103
<b>Кузнецов В.Н.</b>	156, 157
<b>Кузьмин С.М.</b>	94
<b>Кузьмицкий А. М.</b>	129, 162
<b>Кулешов А.К.</b>	163
<b>Кулибаба В.И.</b>	77
<b>Куликаускас В.С.</b>	122, 124, 125, 136, 147
<b>Кунашенко Ю.П.</b>	38
<b>Куприянова Г.С.</b>	122
<b>Курбатов Д.И.</b>	153
<b>Куренных Т.Е.</b>	151
<b>Курзина И.А.</b>	149
<b>Куцко Д.М.</b>	139
<b>Кучеев С.О.</b>	88, 118
	<b>Л</b>
<b>Лебедев А.А.</b>	121
<b>Лебединский Ю.Ю.</b>	122
<b>Левшунова В.Л.</b>	27
<b>Лидер А.М.</b>	145, 146, 158, 159
<b>Литвин Н.К.</b>	22
<b>Лобко А.С.</b>	59, 72
<b>Лобко Э.В.</b>	72
<b>Ловцов А.Р.</b>	141

Лопатина О.В.	39, 40
Луговская О.М.	72
Лысова Г.В.	171
Лысова И.В.	41

## М

Мавлянов Б.	113
Макаров И.А.	83
Максюта Н.В.	49, 50, 51
Мальшевский В.С.	21, 33, 34
Мамонтов А.П.	159
Маслов Н.И.	77, 142
Матвеев Ю.А.	101
Машкова Е.С.	90, 100
Мельничук И.А.	47
Миржалилова М.А.	112
Миرونчик А.И.	20
Михалкович О.М.	127
Михеев Н.Н.	92, 99
Мкртчян А.Г.	76
Мкртчян А.Р.	76
Моргун Д.А.	36, 37, 55
Мороз Н.И.	170
Морозов С.Н.	111
Москвина Н.А.	89, 103
Мурадкабилов Д.М.	112
Мухачева Т.Л.	93

## Н

Нажмудинов Р.М.	60
Насонов Н.Н.	60, 62, 63, 73, 76
Науменко Г.А.	71
Нешов Ф.Г.	154, 155
Никитенков Н.Н.	146
Никитин Л.П.	67
Ниматов С.Ж.	106, 107
Новиков Н.В.	29, 32
Нормурадов М.Т.	113
Носков А.В.	79, 80

## О

Овчинник В.Д.	77
Овчинников В.В.	169
Оганесян Г.А.	35

<b>Олейников И.В.</b>	133
<b>Ольховский А.А.</b>	34
<b>Опанасюк А.С.</b>	153
<b>П</b>	
<b>Павлов Д.А.</b>	101
<b>Панина Т.А.</b>	36, 37
<b>Панова Т.В.</b>	131, 132
<b>Парманкулов И.П.</b>	112
<b>Парфенюк В.И.</b>	94
<b>Пасхалов А.А.</b>	143
<b>Патракеев А.С.</b>	143
<b>Перов Н.С.</b>	122
<b>Першин А.А.</b>	33
<b>Песин Л.А.</b>	89, 103
<b>Петухов В.П.</b>	83
<b>Петухов Ю. А.</b>	162
<b>Пивоваров Ю. Л.</b>	19, 64, 38, 61, 65, 74, 75, 102
<b>Питиримова Е.А.</b>	100, 101
<b>Подсвилов О.А.</b>	56, 97
<b>Поздеева Е.О.</b>	30
<b>Попов В.П.</b>	148
<b>Попов Ю.А.</b>	71
<b>Потин С.М.</b>	77
<b>Потылицын А.П.</b>	71
<b>Похил Г.П.</b>	20, 27, 28
<b>Пронин И.И.</b>	135
<b>Пунько А.В.</b>	130
<b>Пустовит А.Н.</b>	46
<b>Путляев В.И.</b>	157
<b>Пушилина Н.С.</b>	158, 159
<b>Р</b>	
<b>Раббимов Э.</b>	114
<b>Рамирес Г.</b>	98
<b>Распопова Г.А.</b>	140
<b>Рахманов Г.</b>	96
<b>Ремнев Г.Е.</b>	163
<b>Романовский Е.А.</b>	93, 94
<b>Рузавин И.Г.</b>	136
<b>Рузибаева М.К.</b>	110
<b>Руманов Э.Н.</b>	104
<b>Русак Т.Ф.</b>	124

Русальский Д.П.	164
Рыжиков И.А.	168
Рябухин О.В.	154, 155
<b>С</b>	
Сабиров А.С.	41, 43, 44
Сабо С.Е.	134
Салтымаков М.С.	163
Самойленков С.В.	125
Самойлов В.Н.	95
Самсонова В.В.	122
Сапожникова Е.С.	37
Сафин Н.В.	36, 55
Сафронов В.В.	82
Свиридова Т.А.	172
Севрюк А.В.	164
Сергачев И.А.	123
Сергиенко В.И.	60
Серков М.В.	93, 94
Сидорова Е.А.	150
Силкин С.В.	94
Скакун Н.А.	52
Слободчиков О.В.	103
Смирнов А.С.	97
Созонтов Е.А.	82
Стальмошенок Е.К.	128
Степанов А.В.	41
Степович М.А.	99
Столяров В.В.	169
Сторижко В.Е.	160
Строкан Н.Б.	121
Субботин А.В.	60
Субботин Г.Г.	60
Сысоев Н.Н.	22
Сыщенко В.В.	68, 69
<b>Т</b>	
Тарасюк Н.С.	128
Тарновский А.И.	68
Ташатов А.К.	113
Ташлыков И.С.	126, 127, 166
Ташлыкова-Бушкевич И.И.	147
Ташмухамедова Д.А.	112, 114
Телегин В.Г.	23

<b>Телегин Г.Г.</b>	23
<b>Теплова Я.А</b>	31, 32
<b>Тетельбаум Д.И.</b>	27
<b>Тимофеев М.А.</b>	90, 100, 123
<b>Титов А.И.</b>	88, 97, 118
<b>Толмачёв А.И.</b>	117
<b>Томак В.И.</b>	22
<b>Тульев В.В.</b>	126
<b>Туровец А.И.</b>	127
<b>Тухфатуллин Т.А.</b>	61, 102
<b>Тысченко И.Е.</b>	148
<b>Тюрин Ю.И.</b>	146, 158, 159
<b>Тарасюк Н.С.</b>	128
	<b>У</b>
<b>Углов В. В.</b>	128, 129, 130, 163, 164, 162, 165
<b>Умирзаков Б.Е.</b>	113, 114

<b>Фарафонов С.Б.</b>	136
<b>Феранчук И.Д.</b>	59
<b>Фикс Е. И.</b>	61
<b>Филиппов Г.М.</b>	42, 43, 44
<b>Фомин Л.В.</b>	156
<b>Фридман В.Б.</b>	27
<b>Х</b>	
<b>Хабло В.А.</b>	60
<b>Халиков Ю.Д.</b>	113
<b>Хачатурян Г.К.</b>	76
<b>Хашхаш А.М.</b>	146
<b>Холмухамедова В.</b>	114
<b>Хоменко А.С.</b>	83
<b>Ч</b>	
<b>Чеботарев С.С.</b>	89, 103
<b>Черданцев Ю.П.</b>	145, 158, 159
<b>Чердынцев В.В.</b>	28
<b>Черенда Н.Н.</b>	128, 129
<b>Черник В.Н.</b>	143
<b>Чернов И.П.</b>	39, 40, 145, 146, 158, 159
<b>Чернова Е.В.</b>	159
<b>Черных П.Н.</b>	123, 136
<b>Черных П.С.</b>	122
<b>Черныш В.С.</b>	44, 127
<b>Чеченин Н.Г.</b>	123
<b>Ш</b>	
<b>Шарифулин К.О.</b>	132
<b>Шаркеев Ю.П.</b>	149
<b>Шатохин Р.А.</b>	70, 78
<b>Шевелёв М.В.</b>	71
<b>Шедко Ю.Г.</b>	165
<b>Шепелевич В.Г.</b>	147
<b>Шикагава Т.</b>	147
<b>Шиманский В.И.</b>	129
<b>Широкова Е.В.</b>	99
<b>Шостак Н.В.</b>	129
<b>Шпиньков В.И.</b>	95
<b>Шуклинов А.В.</b>	141
<b>Шульга Н.Ф.</b>	24, 25, 68, 69
<b>Шульга С.Н.</b>	69

	<b>A</b>
<b>Abadias G.</b>	164
	<b>F</b>
<b>Fabian B.</b>	161
	<b>G</b>
<b>Geissel H.</b>	161
	<b>I</b>
<b>Ikeda T.</b>	20
	<b>K</b>
<b>Knöbel R.</b>	161
<b>Kozhuharov C.</b>	161
<b>Kuzminchuk N.</b>	161
	<b>L</b>
<b>Litvinov S.</b>	161
<b>Litvinov Y.</b>	161
	<b>P</b>
<b>Patyk Z.</b>	161
<b>Plaß W.</b>	161
	<b>S</b>
<b>Scheidenberger C.</b>	161
<b>Sun B.</b>	161
	<b>W</b>
<b>Weick H.</b>	161
	<b>Y</b>
<b>Yamazaki Y.</b>	20

*Научное издание*

Тезисы докладов XXXVII международной конференции по физике  
взаимодействия заряженных частиц с кристаллами

Под общей редакцией проф. А.Ф. Тулинова  
Редколлегия: В.С. Куликаускас, Г.П. Похил., Е.С. Машкова, В.С.  
Черныш, Ю.А. Ермаков

Редактор К.И. Стратилатова