

ПРЕДВАРИТЕЛЬНАЯ ПРОГРАММА

Часть 1

ФИЗИКА ОРИЕНТАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ

31 мая, понедельник, 11⁰⁰ - 12³⁰

I утреннее заседание

Председатель А.Ф. Тулинов

Вступительное слово – профессор А.Ф. Тулинов

1. **В.В.Окорок.** О возможных следствиях экспериментальных работ японских ученых по когерентному возбуждению для СТО и ОТО (20 мин).....16
 2. **Г.П.Похил, В.В.Чердынцев, Т.В.Гранкина.** Модель эффекта поперечного охлаждения и нагревания каналированных ионов (15 мин).....17
 3. **И.П. Чернов, Ю.М. Коротеев, Ю.И. Тюрин.** Физические основы возбуждения водородной подсистемы в металлах излучением (15 мин).....18
- 12³⁰-13¹⁵ обсуждение стендовых докладов

31 мая, понедельник, 13¹⁵ – 14¹⁵

II утреннее заседание

Председатель Г.П. Похил

1. **С.В. Адаменко, В.И.Высоцкий.** Формирование и эволюция области кулоновского электронно-ядерного коллапса в конденсированных мишенях (15 мин).....19
 2. **Г.П.Похил, В.С.Куликаускас, В.П.Петухов, К.А.Вохмянина, Л.А.Жиляков, В. Костановский.** Транспортировка пучка протонов через кварцевую трубку (15 мин).....20
 3. **В.И.Савельев, Г.М.Филиппов.** Расчеты процессов атомных столкновений при помощи нестационарного уравнения Шредингера (15 мин).....21
 4. **В.П. Попов.** Активация атомов бора в кремнии при сверхбольших концентрациях имплантированной примеси.....30
- Стендовые доклады
- А.Я. Силенко.** Динамика спина ортопозитрония в средах с поляризованными электронами.....22

А.Я. Силенко. Особенности аннигиляции поляризованного ортопозитрония в поляризованных средах.....	23
В.И.Ковалев, Ф.Ф. Комаров, А.В.Леонтьев, А.В.Хомич. Формирование диэлектрических микроволноводов в системе полимер/SiO ₂ /Si с использованием ионного облучения.....	24
Г.Г. Бондаренко, В.И. Кристя, Н.В. Лишук, В.В. Прасицкий, Р.И. Хабибулин. Расчет неоднородности нагрева поверхности электрода потоком ионов в дуговом разряде с катодным пятном.....	25
А.Г. Хохлов, М.Г. Снопина, М.А. Степович. О возможности расчета распределений неосновных носителей заряда, генерированных электронным пучком в неоднородном полупроводниковом материале.....	26
А.Б.Коршунов, И.В.Голубцов, Ю.Н.Жуков, А.Н.Иванов, Э.Н.Вологдин, В.К.Нарва. Эффект аномально малых флюенсов электронов и его возможный механизм.....	27
И.С.Дмитриев, Я.А.Теплова, Ю.А.Файнберг. Образование литиеподобных ионов азота в состоянии ⁴ P _{5/2}	28
А.А. Барат, М.К. Губкин. Использование «распределений по эффективному пробегу» для учета разброса энергетических потерь ионов при их прохождении через электронный газ металла.....	29
В.А. Бакаев, С.Д. Богданов, С.С. Богданов, С. Вокал, В.Ф. Космач, В.М. Молчанов, В.А. Плющев, Е.Я. Шабля. Множественность вторичных заряженных частиц, образующихся при прохождении ионов золота через фотоэмульсию.....	31
В.А. Бакаев, Я.А. Бердников, С.Д. Богданов, В.Ф. Космач, Е.Я. Шабля. Влияние вторичных заряженных частиц на дозу в цилиндрических образцах, облучаемых быстрыми нейтронами.....	32
М.В. Гомоюнова, И.И. Пронин, А.Д. Буравлев. Начальные стадии роста CoSi ₂ на поверхности окисленного кремния.....	33
В.П. Кощеев, Д.А. Моргун, Н.В. Сафин, А.К. Холодов. Бесстолкновительный нагрев и охлаждение каналированных ионов в переходной области ось-плоскость.....	34
В.П. Кощеев, Д.А. Моргун, А.К. Холодов, Н.В. Сафин, Е.В. Кулясов. Потенциальная энергия взаимодействия быстрых ионов с атомами кристалла.....	35
В.В.Самарин, А.Г.Кадменский. Моделирование зарядовых, энергетических и пространственных распределений тяжелых ионов при осевом каналировании в кристаллах.....	36

В.В.Самарин, С.М.Самарина. Анализ неупругого рассеяния и перезарядки при ионно-атомных столкновениях на основе нестационарного уравнения Шредингера.....	37
А.Г. Гаибов. Исследование особенностей переноса носителей заряда в Si - детекторах.....	38
А.А. Гриненко, Н.Ф. Шульга. Прохождение быстрых заряженных частиц через прямые и изогнутые кристаллы и жгуты нанотрубок.....	39
Н. В. Бондаренко. Об анализирующем эффекте для релятивистских нейтронов, проходящих через ориентированный кристалл.....	40
А.А. Алиев, Ф.Ф. Умаров. Ориентационная зависимость потери энергии ионами при прохождении через тонкие монокристаллы.....	41
Н.В. Максютя. Канализование электронов в μ - вакууме.....	42
Е.В. Васютин, В.В. Погосов. Размернозависящий кулоновский взрыв заряженных металлических кластеров.....	43
Г.М. Филиппов. Смешанные состояния в некоторых задачах физики атомных столкновений в твёрдых телах.....	44
В.А. Александров, Г.М. Филиппов. Оценки вероятностей переходов в водородоподобных ионах в условиях взаимодействия с электронным газом металла.....	45

Часть II

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ В ТВЁРДОМ ТЕЛЕ

31 мая, понедельник, 15¹⁵ - 16³⁰

I вечернее заседание

Председатель Н.Ф. Шульга

- А.Н. Алейник, А.Н. Балдин, Е.А. Богомазова, И.Е. Внуков, Б.Н. Калинин, А.С. Кубанкин, Н.Н. Насонов, Г.А. Науменко, А.П. Потылицын, А.Ф. Шарафутдинов.** Параметрическое рентгеновское излучение под малыми углами к направлению скорости электронов в кристалле вольфрама (15 мин).....
 - Ч.К. Гэри, В.В. Каплин, А.С. Кубанкин, Н.Н. Насонов, М.А. Пайструп, С.Р. Углов.** Черенковское рентгеновское излучение при скользящем падении рентгеновских электронов на поверхность мишени.....
- В.А.Астапенко, А. Ю.Молокова, Н.Н.Насонов.** О спектре тормозного излучения нерелятивистских электронов в веществе. (Объединённый доклад 20 мин).....

3. **Н.В.Максюта, В.И.Высоцкий.** Генерация коротковолнового излучения каналируемых электронов в условиях нелинейного параметрического взаимодействия с двумя полями псевдофотонов (15 мин).....50
4. **В.Н. Забаев, С.Р. Углов, Ю.Н. Адищев, Ю.Л. Пивоваров, А.П. Потылицын, С.В. Афанасьев, А.С. Артемов, А.Д. Коваленко, С.В. Романов, Ш.З. Сайфулин, А.М. Таратин, В.И. Волков, М.А. Воеводин, В.В. Бойко, Ю.В. Ефремов, Е.А. Силаев.** Генерация рентгеновского излучения релятивистскими протонами. (15 мин).....51

16³⁰-17¹⁵ обсуждение стендовых докладов

31 мая, понедельник, 17¹⁵ – 18³⁰

II вечернее заседание

Председатель **Н.Н. Насонов**

1. **Х. Артру, С.П. Фомин, Н.Ф. Шульга.** Особенности угловых распределений излучения ультрарелятивистских электронов в тонком кристалле.....52
- Н.Ф. Шульга, Д.Н. Тютюнник.** О когерентном излучении релятивистских электронов на цепочках атомов кристалла и при их столкновении с коротким сгустком релятивистских частиц (Объединённый доклад 20 мин)53
2. **А. А. Тищенко, М. Н. Стриханов, А. П. Потылицын.** Дифракционное излучение заряда в плазменном пределе частот при пролете над поверхностью одномерно-периодической структуры (15 мин).....54
3. **А.Н. Алейник, Е.А. Богомазова, И.Е. Внуков, Б.Н. Калинин, Г.А. Науменко, А.П. Потылицын, А.Ф. Шарафутдинов.** Экспериментальное исследование рентгеновской компоненты излучения релятивистских электронов в тонком кристалле кремния (15 мин).....55
4. **О.А Подсвиров.** Зеркальное и брэгговское отражения электронов от тонкого кристалла (15 мин).....56

Стендовые доклады

- С.В.Блажевич, М.Н.Бекназаров, В.К.Гришин.** Осесимметричная задача возбуждения акустической волны в тонкой пластине импульсным пучком релятивистских электронов.....57
- С.В.Блажевич, М.Н.Бекназаров, В.К.Гришин.** К вопросу о восстановлении спектров излучения измеренных в различных экспериментальных условиях.....58

В.А.Астапенко, В.М.Буймистров, Ю.А.Кротов, Н.Н.Насонов. Эффект подавления поляризационного тормозного излучения нерелятивистских электронов в твердотельных пленках.....	59
П.Н.Жукова, Н.Н.Насонов. О формировании выхода параметрического рентгеновского излучения.....	60
А.Н. Алейник, А.Н. Балдин, Е.А. Богомазова, И.Е. Внуков, Б.Н. Калинин, Г.А. Науменко, А.П. Потылицын, А.Ф. Шарафутдинов. Рентгеновская компонента излучения релятивистских электронов вблизи осевой ориентации совершенных монокристаллов вольфрама большой толщины.....	61
Н.Ф. Шульга, В.В. Сыщенко, В.Г. Сыщенко. О некогерентном излучении релятивистских электронов в кристалле.....	62
В.П.Лапко, Н.Ф.Шульга. Об эффектах, связанных с недипольностью излучения при взаимодействии электронов ультравысокой энергии с кристаллами.....	63
Г. Л. Бочек, А. В. Косинов, В.И. Кулибаба, А. А. Мазиллов, Н. И. Маслов, С. В. Наумов, В.Д. Овчинник, С. М. Потин. Регистрация заряженных частиц в условиях фона γ -излучения.....	64
В.Ф. Болдышев, М.Г. Шатнев. Излучение релятивистских позитронов при каналировании в плоскостном параболическом потенциале.....	65
В.К. Гришин. Когерентное поляризационное тормозное излучение быстрых зарядов в упорядоченной среде.....	66
В.А.Долгих, Е.В.Лисичко, Ю.Л.Пивоваров. Особенности линейной поляризации фотонов при каналировании электронов с энергией 300-1200 мэв в алмазоподобных кристаллах.....	164
В.А.Долгих. Ориентационная зависимость выхода каналированного излучения релятивистских электронов в кристалле вольфрама.....	165

Часть III

РАССЕЯНИЕ, РАСПЫЛЕНИЕ И ЭМИССИЯ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

1 июня, вторник, 10⁰⁰ - 11³⁰

I утреннее заседание

Председатель В.С.Черныш

1. А.И.Титов. Статистика твердофазной кристаллизации индивидуальных разупорядоченных областей в кремнии (15 мин).....	68
--	-----------

2. **А.Н.Михайлов, Ю.А.Менделева, В.Г.Ершов, Д.И.Тетельбаум.** Моделирование методом Монте-Карло формирования нанокристаллических слоев в кремнии при ионном облучении (15 мин).....69
3. **А.Ю.Азаров.** Кинетика роста поверхностного аморфного слоя при низкотемпературном облучении кремния быстрыми тяжелыми ионами.....70
А.Ю.Азаров, В.С.Беляков. Накопление дефектов в арсениде галлия при облучении медленными ионами (Обединенный доклад 20мин).....71
4. **А.М.Борисов, Е.С.Машкова, А.С.Немов, Е.А.Питиримова.** Особенности ионно-электронной эмиссии графита.....72
Л.Д.Богомоллова, А.М.Борисов, В.С.Куликаускас, Е.С.Машкова, А.С.Немов, В.А.Тарасова. Исследование ионно-индуцированных структурных состояний в поликристаллическом графите (Обединенный доклад 20мин).....73

11³⁰-12¹⁵ Обсуждение стендовых докладов

1 июня, вторник, 12¹⁵ – 14⁰⁰

II утреннее заседание

Председатель В.И.Шульга

1. **В.Н.Самойлов, И.Б.Гурко, А.П.Башмаков, А.С.Судоргин, Д.К.Шестаков.** Аналитические расчеты функции распределения распыленных атомов: сдвиг границы области тени при магнитном фазовом переходе (15 мин).....74
2. **Е.Е.Журкин, А.С.Колесников, В.Ф.Космач.** Компьютерное моделирование процессов эрозии поверхности металлов при бомбардировке n-атомными кластерами (n=1-55) (15 мин).....75
3. **А.А. Алиев, Т. Кадыров, А. Абдувайитов.** Сравнительное исследование эмиссии оже-электронов при бомбардировке монокристаллов пучком ионов и электронов (15 мин).....76
4. **А.А.Лозован, Н.Н.Щитов.** Образование упорядоченных структур при ионной имплантации (15 мин).....77
5. **Б.А.Калин, Н.В.Волков, Д.Н.Алтухов, И.В.Олейников.** Распыление поликристаллических образцов Ве и W при облучении двухкомпонентным пучком ионов (He⁺ + Ar⁺) со средней энергией 10 кэВ (15 мин).....79

Стеновые доклады

- Н.В.Новиков, Я.А.Теплова, Ю.А.Файнберг.** Отражение ионов N^+ от медной поверхности при малых углах скольжения (15 мин).....78
- К. В. Потатий, А. И. Купчишин, А. А. Жапаков.** О расчете упругого сечения рассеяния в задачах радиационного дефектообразования.....80
- А.А.Купчишин, А.И.Купчишин,Ф.Ф.Комаров, Т.А.Шмыгалева.** Особенности моделирования радиационных дефектов в металлах, облученных тяжелыми ионами....81
- А. И. Толмачев.** Интегральное уравнение для функции распределения распыленных атомов по энергиям.....82
- Г.С. Бочаров, А.В. Елецкий.** Эмиссионные свойства катодов на основе углеродных нанотрубок.....83
- Н.Н.Андрианова, А.М.Борисов, Е.С.Машкова, А.С.Немов, В.Экштайн.** Исследование рельефа, развивающегося на поверхности поликристаллической меди при высокодозном распылении ионами аргона.....84
- А.М.Борисов, Ю.С.Виргильев, Е.С.Машкова, А.С.Немов, А.И.Сорокин.** Температурные зависимости ионно-электронной эмиссии стеклоуглеродов.....85
- А.К. Ташатов.** Влияние ионной имплантации на глубину зоны выхода электронов и эмиссионных свойств пленок $CaF_2/Si(111)$86
- Ш.С.Раджабов, М.К.Курбанов, Б.Г.Атабаев, А.Юсупов, Ф.Р.Юзикаева.** Распыление кремния и карбида кремния при бомбардировке моно Ag^+ и полиатомными ионами SF_5^+87
- Р. Джаббарганов, Ш.Т. Хожиев, С.Г. Гаипов, Б.Г.Атабаев, У.Б.Шаропов.** Температурные зависимости дефектообразования кластерного распыления монокристалла $LiF(100)$ при облучении ионами цезия.....88
- Ш.С.Раджабов, Б.Г.Атабаев, М.К.Курбанов, Ф.Р.Юзикаева, Р.Джаббарганов.** Исследование распыления и топографии поверхности монокристалла $LiF(100)$ при бомбардировке полиатомными ионами $SFn^+(n=1\div 5)$89
- Л.Ф.Лифанова, Т.Д.Раджабов.** Определение коэффициентов и энергетических порогов распыления кремния при ионном облучении.....90
- А.А.Джурахалов, С.Э.Рахматов, Д.П.Касымов.** Изучение процессов распыления и десорбции при бомбардировке чистой и адслоиной поверхности серебра ионами кэв-ных энергий91

Б.Е.Умирзаков, Д.А.Ташмухамедова. Влияние ионной имплантации на эмиссионные свойства W и Pd.....	92
А.А. Джурахалов, У.Б. Халилов, Д.Х. Хусанова. Моделирование методом молекулярной динамики процесса взаимодействия малоатомных кластеров с поверхностью монокристалла.....	93
А.А.Джурахалов, Б.С.Каландаров, У.О.Кутлиев. Скользящее рассеяние ионов ступеньчатой поверхностью GaP(100).....	94
У.О. Кутлиев. Исследование распыления кластеров льда методом молекулярной динамики.....	95
П. И. Диденко, А. А. Ефремов. Химическая селективность поведения изотопов некоторых металлов в сульфидах и оксидах и ее обнаружение методом МСВИ.....	96
Yu.Kudriavtsev, A.Villegas, A.Godines, R.Asonoza. Study of unimolecular decomposition of sputtered C_n^- AND Si_n^- clusters from their energy distribution.....	97

Часть IV

МОДИФИКАЦИЯ И АНАЛИЗ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЁВ ИОННЫМИ ПУЧКАМИ

1 июня, вторник, 15⁰⁰ – 16³⁰

I вечернее заседание

Председатель И.П.Чернов

1. В.В. Углов, В.М. Анищик, Н.Н. Черенда, Ю.В. Свешников, В.М. Асташинский, В.В.Аскерко, Е.А.Костюкевич, А.М.Кузьмицкий. Структура покрытий, сформированных при обработке материалов компрессионными плазменными потоками.....	99
В.В. Углов, В.М. Анищик, Н.Н. Черенда, Е.К. Стальмошенок, В.М. Асташинский, А.М. Кузьмицкий. Структурно-фазовое состояние системы титан-сталь, облученной компрессионными плазменными потоками.....	100
В.М. Анищик, В.В. Углов, Н.Н. Черенда, В.В. Асташинский, Н.Т. Квасов, А.Л. Данилюк, В.М. Асташинский, С.И. Ананин, В.В. Аскерко, Е.А.Костюкевич, А.М.Кузьмицкий. Морфология поверхности алюминия и его сплава после воздействия импульса компрессионной плазмы (Объединенный доклад 20 мин).....	101

2. **С.И.Жукова, Н.И.Поляк, Л.А.Васильева, В.М.Анищик, В.А.Скуратов, А.Ю.Дидык.** Кинетика старения бериллиевой бронзы при пострадиационном отжиге.....102
В.М.Анищик, С.И.Жукова, Н.И.Поляк, Л.А.Васильева, В.А.Скуратов, А.Ю.Дидык. Стабильность выделений в бериллиевой бронзе при имплантации ионов криптона с энергией 245 МэВ (Объединенный доклад 15 мин).....103
3. **В.С. Ковивчак, К. А. Михайлов, Т.В. Панова, Г.И. Геринг, Р.Б. Бурлаков.** Воздействие мощного ионного пучка на композиционный материал на основе алюминия.....104
Т.В. Панова, В.С. Ковивчак. Исследование механизмов деформации кристаллической решетки сплава ЭП-517Ш при облучении мощным ионным пучком (Объединенный доклад 15 мин).....105
4. **Н.В. Алов.** Ионно-лучевое окисление поверхностей металла (15 мин).....106
5. **В.В. Козловский, П.А. Иванов, Д.С. Румянцев, В.Н. Ломасов, Т.П. Самсонова.** Ионно-стимулированные процессы на границе раздела металл-полупроводник при повышенных температурах протонного облучения (15 мин).....107

16³⁰-17¹⁵ Обсуждение стендовых докладов

1 июня, вторник, 17¹⁵ – 18³⁰

II вечернее заседание

Председатель В.В.Углов

1. **М.И. Гусева, Л.С. Данелян, В.В. Затекин, В.С. Куликаускас, В.Г.Столярова.** Изучение поверхностей бериллия и углеволокнистого композита при их одновременном облучении импульсной дейтериевой плазмой.....108
М.И. Гусева, В.М. Гуреев, Л.С. Данелян, Б.Н. Колбасов, С.Н. Коршунов, В.Г.Столярова, В.И. Васильев, В.М. Струнников, В.В.Затекин, В.С. Куликаускас. Исследование одновременного взаимодействия мощных потоков импульсной дейтериевой плазмы с поверхностью бериллия и углеволокнистого композита. (Объединенный доклад 20 мин).....109
2. **Т.С. Королева, Ch. Pedrini, P. Moretti, Б.В. Шульгин, А.Н. Черепанов, В.Ю. Иванов.** Модифицирующее влияние ионных пучков на монокристаллы фторида натрия и лития (15 мин).....110

3. **В.С.Куликаускас, А.С.Патракеев, В.С.Черныш, М.В.Якушев, А.С. Артемов.** Радиационные дефекты в CuInSe_2 при облучении ионами He и Ne (15 мин).....111
4. **Ю.А. Кабальнов Д.А. Павлов Н.И. Петуров Е.А. Питиримова.** Изменения кристаллической структуры поверхности сапфира при облучении ионами аргона (15 мин).....112
5. **Б.Е.Умирзаков, Д.А.Ташмухамедова, Э.У.Балтаев.** Электронные свойства многокомпонентных нанокристаллов и нанопленок полученных имплантацией ионов в Si и GaAs.....113
- Д.А.Ташмухамедова.** Влияние бомбардировки ионами Ag^+ и Ba^+ на состав и структуру GaP. (Объединенный доклад 15 мин).....114

Стеновые доклады

- Г.В. Лысова, Г.А. Биржевой, Н.П. Соловьев, Н.И. Храмушин.** Сравнительный анализ механизмов сегрегации хрома вблизи поверхности сплава Fe-9Cr и ферритно-мартенситной стали 16X12МВСФБР после облучения ионами He^+ 115
- А.И. Титов, П.А. Карасев, С.О. Кучеев.** Электрическая изоляция широкозонных полупроводников при бомбардировке легкими ионами.....116
- А.В. Кабышев, Ф.В. Конусов.** Комплексы радиационных дефектов в облученном ионами оксиде алюминия.....117
- В.А. Никитенко, Я.И. Ализов, С.Г. Стоюхин, С.В. Мухин, И.В. Пыканов.** Ионная имплантация оксида цинка – перспективы практического применения.....118
- Ю.Ф. Блинов, П.В. Сербя.** Внедрение атомов отдачи из маскирующих пленок при формировании локальных ионно-легированных областей.....119
- Б.А. Калинин, В.В. Осипов, Н.В. Волков, И.В. Олейников, С.Ю.Наквасин, Ней Со Ау.** Влияние перераспределения ионно-внедренных атомов Al, Fe, Mo, Y на рост оксидных пленок сплавов циркония.....120
- Т.В. Вахний, Г.А. Вершинин, Г.И. Геринг, А.С. Кайдалов.** Моделирование массопереноса в гетерогенных системах при многократных импульсных воздействиях пучками частиц.....121
- Е.А. Афонькина, Г.А. Вершинин, Г.И. Геринг.** Анализ локально-неравновесного массопереноса в металлических системах при воздействии высокоинтенсивными пучками заряженных частиц122
- Р.В. Мартынюк, В.М. Матюшин.** Исследование механизмов хемостимулированной гетеродиффузии под воздействием атомарного водорода.....123

В.М. Матюшин, Е.В. Пугина, Е.К. Пивоваров. Стимулирование процессов массопереноса в системе «индий-германий» под воздействием атомарного водорода.....	124
Е.Л.Жавжаров, В.М.Матюшин. Влияние частиц из водородной плазмы на зарядовое состояние поверхности германия.....	125
А.Н.Горбань, В.В. Кравчина. Модификация поверхности при ионно-плазменных обработках структур кремния.....	126
А.Н.Горбань, В.В. Кравчина. Локальное формирование плёнок SiO ₂ из продуктов травления кремния.....	127
Б.Ю.Богданович, А.В.Нестерович, С.П.Тимошенко, Е.П.Светлов-Прокопьев, П.В.Алферов, В.В.Калугин, В.И.Графугин, Ю.Я.Лапицкий, Б.Ю.Стасевич. Новый модифицированный источник ионов водорода для имплантации протонов в полупроводниковые пластины с целью создания многослойных структур.....	128
С.Н. Поворознюк, К.Н. Полещенко, Г.А. Вершинин, Н.Н. Войтенко, Г.Х. Хусайнова. Модифицирование стали 20Х13 ионно-лучевым, химическим и электрохимическим воздействиями.....	129
А. Антонов, В.Т. Барченко, К.В. Павлов, И.П. Сошников. Комплексная ионно-плазменная обработка металлорежущего инструмента.....	130
В.С. Куликаускас, В.В. Затекин, В.М. Анищик, В.В. Углов, С.В. Злоцкий. Элементный состав градиентных покрытий Ti-Cr-N, полученных при совмещении плазменных потоков различной плотности.....	131
В.М. Анищик, В.В. Углов, Е.К. Стальмошенок, Н.Н. Черенда, В.М. Асташинский, С.И. Ананин, В.В. Аскерко, Е.А. Костюкевич, А.М. Кузьмицкий, Н.Т. Квасов, А.Л. Данилюк, А.В. Пунько. Фазовые превращения в быстрорежущей стали при импульсной плазменной обработке.....	132

2июня, среда, 10⁰⁰ – 11³⁰

1 утреннее заседание

Председатель И.С.Ташлыков

1. Ю.П. Черданцев. Упругое рассеяние легких ядер в комплексном анализе систем металл-водород.....	133
Ю.П. Черданцев, И.П. Чернов. Миграция водорода в металлах под действием ускоренных ионов.....	134
А.М. Лидер, И.П. Чернов, Ю.И. Тюрин, Ю.П. Черданцев, Г.В. Гаранин. Миграция и выход водорода из титана под действием рентгеновского излучения. (Объединенный доклад 20 мин).....	135

2. **М.В. Лукашевский, А.В. Лубенченко.** Создание неразрушающего метода определения концентрации примесей водорода в конструкционных материалах (15 мин).....136
3. **Г.П.Похил, А.Ф.Тулинов, В.П.Попов, В.Б.Фридман.** Исследование плоских водородных дефектов в кремнии методом каналирования (15 мин).....137
4. **Е.Ю. Боярко, В.М. Малютин, Ю.Ю. Крючков, В.П. Кощев.** Исследование дефектности эпитаксиальных пленок InP, выращенных на GaAs (100)(15 мин).....138

11³⁰ – 12¹⁵ Обсуждение стендовых докладов

2 июня, среда, 12¹⁵ – 14⁰⁰

II утреннее заседание

Председатель В.С.Куликаускас

1. **А.М.Борисов, Р.М. Желтухин, В.П. Мичурина, Е.А. Романовский, М.В. Серков, И.В.Суминов, И.В. Эпельфельд.** Применение спектromетрии ЯОР протонов для исследования МДО-покрытий на тантале и ниобии.....139
- С.Я.Бецофен, П.Н.Белкин, И.Г. Дьяков, А.М. Борисов, Е.А. Романовский, М.В. Серков, А.М.Смыслов.** Спектromетрия ЯОР и рентгеновский структурный анализ в исследованиях TiN покрытий и модифицированных поверхностных слоев на титане (Объединенный доклад 20 мин).....140
2. **А.В. Зенкевич, Ю.Ю. Лебединский, В.Н. Неволин, В.С. Куликаускас.** Исследование роста и термической стабильности сверхтонких слоев HfO₂ и ZrO₂ на кремнии (15 мин).....141
3. **И.С. Ташлыков, С.М. Барайшук.** Композиционный состав и смачиваемость поверхности кремния, модифицированного ионно-ассистированным осаждением покрытий.....142
- И.С.Ташлыков, О.Г.Верес.** Элементный состав, топография и смачиваемость поверхности резины, модифицированной ионно-ассистированным осаждением покрытий на основе С, Ti, Мо.....143
- В.В.Тулъев, И.С.Ташлыков.** Применение резонансной ЯР ¹H(¹⁵N,αγ)¹²C, РОР ионов гелия и компьютерного моделирования для изучения состава покрытий на ос-

нове Ст, нанесенных на алюминий, сталь и кремний (Объединенный доклад 20 мин).....	144
4. Ф.Г.Нешов, Г.И.Пилипенко, О.В.Рябухин. Исследование реакционной способности свежего скола монокристаллов LiN методом резерфордовского обратного рассеяния (15 мин).....	145
5. И.И.Ташлыкова-Бушкевич, Е.С.Гутько, В.Г.Шепелевич. Анализ распределения цинка в приповерхностном слое быстрозатвердевших фольг сплавов Al-Zn (15 мин).....	146

Заключительное слово - А.Ф. Тулинов

Стеновые доклады

В.П. Попов, И.Е. Тыщенко, С.А. Талочкин. Слои “растянутого” кремния в структурах кремний–на-изоляторе.....	147
А.С. Боровик, В.С. Малышевский. Исследование структурных особенностей кислородной подрешетки в кристалле $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ методом каналирования.....	148
К.Адамбаев. Исследование образования силицида марганца спектроскопией обратного рассеяния альфа-частиц и дифракцией электронов.....	149
А.Н. Киселев, Н.Д.Латышева, В.А. Перовошиков, В.Д.Скупов. Изменение электрофизических параметров и микроморфологии поверхности структур с пленками окислов тяжелых металлов после рентгеновского облучения.....	150
И.В. Швей, А. van Veen, Н.Г. Чеченин. Термодесорбция He и Ne из титана.....	151
А.С. Патракеев, А.van Veen, Н. Schut, Н.Г. Чеченин. Термодесорбция гелия из скрытых пор, сформированных с помощью ионной имплантации.....	152
Н.А. Воронова, В.А. Ковтунец, А.И. Купчишин, Б.Г. Таипова. Исследование механических и оптических свойств полиимидных пленок, облученных электронами....	153
А.И. Купчишин, Ф.Ф. Комаров, А.Д. Мурадов, С.П. Пивоваров. ЭПР исследования поликристаллического высокотемпературного сверхпроводника $YBa_2Cu_3 O_{6+x}$, подвергнутого электронному облучению.....	154
Е.В. Киселева, С.В. Оболенский. Экспериментальное исследование структуры кластеров радиационных дефектов в арсениде галлия посредством квазибаллистических электронов.....	155

В.Н.Неволин, В.Ю.Фоминский, Р.И.Романов, В.С. Кулискаускас. Изучение влияния буферного газа на состав покрытий MoSe_x , получаемых методом импульсного лазерного осаждения.....	156
Д. С. Руми, С. Ж. Ниматов, И. А. Гарафутдинова. Сравнительное изучение осаждения тонких слоев на поверхности Si (111) из низкоэнергетических ионных пучков и паровой фазы.....	157
Г.А.Шипко, М.А.Степович. Изменение кристаллической структуры и прочностных характеристик сплава «СЕНДАСТ» под влиянием низкоэнергетических ионов кислорода и электронов в коронном разряде.....	158
В.И. Петров, А.В. Романов, М.А. Степович, М.Н. Филиппов. О возможности использования электронного зонда для определения сверхнизких концентраций радионуклидов.....	159
Н.Т. Горбачук, П.И. Диденко. Влияние нейтронного облучения на характеристики полупроводниковых измерительных преобразователей температуры, деформации, магнитного поля.....	160
А.Г.Гаибов, Б.Е. Умирзаков, К.И.Вахабов. Влияние ультразвуковых волн на вольт-амперные характеристики и эффекты поляризации Si-n-p-приемников излучения с локальными скоплениями примесных атомов.....	161
А.В. Леонтьев, О.В. Минченкова. Оптимизация алгоритма расчёта угла рассеяния в СЦМ для TRIM-алгоритма метода Монте-Карло.....	162
В.Ф. Пичугин, А.А. Булычева. Действие ионного облучения на электрические свойства кристаллов ниобата лития легированных MgO.....	163

Часть I.
ФИЗИКА ОРИЕНТАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ

О ВОЗМОЖНЫХ СЛЕДСТВИЯХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАБОТ ЯПОНСКИХ УЧЕНЫХ ПО КОГЕРЕНТНОМУ ВОЗБУЖДЕНИЮ ДЛЯ СТО И ОТО

В.В. Огороков

Институт теоретической и экспериментальной физики РАН, Москва

При релятивистских энергиях пролетающих через кристалл атомов или ядер условие когерентного возбуждения (К.В.) уровней пролетающих частиц – совпадение одной из гармоник частоты "соударения" пролетающей частицы $v_{уд} = V_0/a_0$ (V_0 – скорость частицы, a_0 – расстояние между атомами кристалла) с частотой перехода внутри пролетающей частицы выглядит следующим образом:

$$v_{пер} = \frac{\Delta E}{h}; \quad \frac{\Delta E}{h} = m \frac{V_0}{a_0} \gamma \quad (1)$$

В эксперименте ядро, пролетающее через кристалл и обладающее уровнем ΔE , является движущимися часами, ход времени которых сверяется с помощью ряда последовательных взаимодействий ядра с электрическим полем атомов, расположенных в узлах пространственно -периодической структуры, которой является кристалл.

Количественное отличие расчётного значения энергии, определяемой из (1) от экспериментального значения, которое может и должно наблюдаться в ядерном К.В. решает проблему точной экспериментальной проверки замедления хода времени движущихся часов.

Выводы ОТО, касающиеся изменения времени в системе координат, двигающейся с ускорением, также могут быть проведены в экспериментах по КВ ядерных уровней. Такая возможность связана с тем фактом, что быстрые ядра, двигающиеся через кристалл, подвергаются колоссальным ускорениям $\sim 10^{22}$ см/сек² (за счет ионизационных потерь). В соответствии с принципом эквивалентности, такие ускорения изменяют ход времени в системе координат, связанной с пролетающим ядром (ядро как бы движется в "эффективном" гравитационном поле, вызывающем такие ускорения), и как следствие - сдвигает энергетические уровни в пролетающем через кристалл ядре. Эти изменения энергетических уровней могут быть зафиксированы с помощью КВ, которое в данном случае является быстрым способом точного измерения положения ядерных уровней "налету", внутри кристалла. Идея такой проверки выводов ОТО также была высказана автором в первой работе по К.В.

При ускорениях $a \sim 10^{22}$ см/сек² и толщинах кристаллов $t \sim 10$ мкм, используемых японскими исследователями, относительные изменения уровней в частицах, двигающихся через кристалл, должно достигать величины

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{a \cdot h}{c^2} \approx 10^{-2} \div 10^{-3}$$

Такая величина должна быть без труда замечена и в экспериментах японских исследователей (их точность $10^{-4} \div 10^{-5}$). К сожалению, этого сдвига не наблюдается. Это означает, по-видимому, что принцип эквивалентности не работает при таких ускорениях и, как следствие, - "парадокс близнецов" при таких ускорениях отсутствует.

Напомним, что сомнения в справедливости принципа эквивалентности высказывалась акад. А.А. Логуновым.

МОДЕЛЬ ЭФФЕКТА ПОПЕРЕЧНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ И НАГРЕВАНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ИОНОВ

Г.П.Похил, В.В.Чердынцев, Т.В.Гранкина
НИИядерной физики МГУ, Москва, Россия

Недавно было обнаружено сильное перераспределение потока ионов, прошедших через тонкий монокристалл при изотропном распределении падающего потока [1]. При различных условиях в плотноупакованных направлениях возникает либо пик (охлаждение), либо лунка (нагрев). Авторы предположили, что механизм охлаждения или нагревания поперечного движения связан с процессами перезарядки. Авторы [2] провели компьютерное моделирование однократного столкновения потока ионов с атомной цепочкой и пришли к заключению, что при соответствующем выборе зависимости сечения захвата и потери электрона от параметра соударения можно объяснить охлаждение перезарядкой.

В настоящей работе мы предлагаем наглядное объяснение условий, при которых наблюдается охлаждение или нагревание. Рассмотрим простую задачу. Пусть изотропный поток ионов с зарядом Q рассеивается на кулоновском центре, после рассеяния поток также будет изотропным. Если заряд ионов отличается от Q в некотором интервале углов падения, то мы получим максимум в этом направлении при заряде меньшем, чем Q , и – минимум при заряде большем, чем Q . Та же ситуация имеет место при прохождении изотропного потока ионов через тонкий кристалл. Равновесный заряд ионов зависит от параметра соударения с осью (плоскостью), следовательно, средний заряд зависит от угла падения иона на кристалл. Если направление падения иона близко к плотноупакованному направлению в кристалле, то средний заряд отличается от среднего заряда для случайного угла падения из-за зависания иона над осью (плоскостью). При большой энергии ионов средний заряд для углов падения вблизи направления оси (плоскости) меньше, чем средний заряд для случайного направления, т.е. имеет место охлаждение. При малых энергиях ситуация противоположна. Компьютерное моделирование подтверждает такой анализ. Но необходимо подчеркнуть, что нельзя использовать непрерывное изменение равновесного заряда. Существенно, что перезарядка происходит скачками [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. W.Assman, H.Huber, S.A.Karamian et al, Phys. Rev. Lett. 83, №9, 1999, pp. 1759-1762
2. J.U.Andersen, F.Gruner, V.A.Ryabov, A.Uguzzoni, NIM B 193, 2002, pp. 118-127

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ ИЗЛУЧЕНИЕМ ВОДОРОДНОЙ ПОДСИСТЕМЫ В МЕТАЛЛАХ

И.П. Чернов, Ю.М. Коротеев, Ю.И. Тюрин
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия,

Систематические экспериментальные исследования поведения водорода при воздействии ионизирующего излучения (рентгеновских лучей, ускоренных электронов, гамма-квантов) свидетельствуют, что водород, занимая регулярные положения в металлах и сплавах, образует собственную водородную подсистему. Энергия, вносимая в процессе радиационного воздействия, аккумулируется водородной подсистемой, в результате чего атомы водорода приобретают энергию на порядки большую, по сравнению с атомами матрицы металла, и водород начинает интенсивно мигрировать и выходить из металла при комнатной температуре и ниже. С целью разработки детальных механизмов процессов в неравновесных системах металл-водород выполнен расчет электронных состояний в Ti, TiH и Pd, PdH. Расчет проводился методом линеаризованных присоединенных плоских волн (ЛППВ) в скалярно релятивистской версии. Это приближение, известное как приближение деформированного МТ-потенциала, является хорошим приближением для расчета металлических систем. Показано, что наличие атомов водорода в октапоре ГЦК решетки приводит к значительной перестройке электронного спектра чистого металла. Ниже дна валентной зоны в электронном спектре кристалла PdH обнаруживается связанное состояние, появляющееся в результате гибридизации 5-орбиталей атома водорода с орбиталями палладия. Это приводит к заполнению негибридизованных состояний палладия, в результате чего уровень Ферми гидрида сдвигается вверх относительно дна d-зоны. Это обстоятельство хорошо согласуется с тем экспериментальным фактом, что моногидрид металла по своим электронным свойствам больше похож не на сам металл, а на элемент, расположенный правее его в периодической системе. Наличие двух гибридных металл-водородных зон, образованных связывающими и антисвязывающими состояниями, одна из которых расположена ниже дна зоны проводимости палладия, а другая - выше уровня Ферми, будет приводить к появлению пика в спектре поглощения гидрида PdH в области 12 эВ, связанного с электронными переходами между вышеупомянутыми зонами. Результатом такого перехода является ослабление связи металл-водород и увеличение подвижности атомов водорода в решетке палладия. Кроме этого возможность непрямых переходов будет приводить к дополнительному поглощению водородной подсистемой энергии, внесенной в кристалл излучением.

ФОРМИРОВАНИЕ И ЭВОЛЮЦИЯ ОБЛАСТИ КУЛОНОВСКОГО ЭЛЕКТРОННО-ЯДЕРНОГО КОЛЛАПСА В КОНДЕНСИРОВАННЫХ МИШЕНЯХ

С.В. Адаменко¹⁾, В.И.Высоцкий^{1,2)}

¹⁾Лаборатория электродинамических исследований "Протон-21", Киев, Украина

²⁾Киевский национальный университет им. Т. Шевченко, Киев, Украина

Рассмотрена эволюция движущейся частично ионизованной плазменной области с начальной кратностью ионизации ее атомов $Z^* \ll Z$ и резкой границей в объеме конденсированной мишени (например, в форме сферического слоя во внешней части мишени). Определены пороговые условия, при выполнении которых в процессе установления равновесия между кулоновским притяжением электронов и ионов с зарядом Z^*_1 (с одной стороны) и кинетическим давлением этих электронов (с другой) происходит сжатие этой области и ее сопутствующая ионизация до состояния $Z^*_2 > Z^*_1$, что приводит к дополнительному сжатию и дополнительной ионизации до $Z^*_3 > Z^*_2$. При выполнении таких условий имеет место лавинообразная ионизация атомов плазменного слоя до итогового состояния "голового" ядра с $Z^* = Z$, ускорение этого слоя, а также лавинообразная металлизация и самосжатие слоя до состояния вырожденного электронного газа. Этот процесс связан с уменьшением кинетического (фермиевского) давления газа электронов при его быстром аксиально-симметричном движении к центру. Одной из причин ускоренного движения является поверхностное натяжение ограниченной замкнутой области неравновесного и нейтрализованного ионами мишени электронного плазменного слоя. При возрастании радиальной скорости движения этого слоя к центру мишени происходит дополнительное самосжатие электронов и ядер до состояния релятивистского вырожденного электронного газа. На переднем фронте движущегося плазменного слоя происходит формирование коллапса электронно-ядерной системы и смещение максимума энергии связи электронно-ядерной системы от $A \approx 60$ до $A \gg 60$, что делает возможным синтез сверхтяжелых ядер. Распад коллапса на заднем фронте движущегося плазменного слоя сопровождается частичным восстановлением структуры мишени, ее охлаждением и конденсацией части продуктов ядерных реакций в объеме мишени. При таком сканирующем движении волны высокой электронной плотности в процесс ядерных превращений поэтапно вовлекается все вещество мишени. В центре мишени происходит схлопывание движущегося плазменного слоя и формирование квазистационарного коллапса с инерционным удержанием, а затем его необратимый распад.

ТРАНСПОРТИРОВКА ПУЧКА ПРОТОНОВ ЧЕРЕЗ КВАРЦЕВУЮ ТРУБКУ

Г.П.Похил¹⁾, В.С.Куликаускас¹⁾, В.П.Петухов¹⁾, К.А.Вохмянина¹⁾,
Л.А.Жиляков²⁾, А.В.Костановский²⁾

¹⁾НИИ ядерной физики МГУ, Москва, Россия

²⁾ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия

Настоящая работа посвящена экспериментальному и теоретическому исследованию транспортировки протонов через кварцевую трубку. Длина трубки была 100 мм и диаметр 1 мм (и 0,1 мм). Энергия протонов была 100-300 keV. Протоны проходили через трубку без потерь энергии. Ширина зависимости вероятности прохождения протонов от угла падения составляла приблизительно 3^0 . Падающий пучок протонов заряжает внутреннюю стенку трубки, пока не образуется поверхностный заряд, который отклоняет протоны от стенки. Т.о. имеет место самоорганизация системы пучок - заряд стенки [1,2]. Компьютерное моделирование показало, что распределение заряда на стенке имеет аксиальную симметрию и осциллирует вдоль трубки. Этот заряд образует набор линз Энзеля, который обеспечивает движение протонов сквозь трубку без касания стенок. Мы полагаем, что этот эффект может быть использован для изгиба, фокусировки и транспортировки ионных пучков.

ЛИТЕРАТУРА

1. Stolterfoht N., Bremer J.H., et al, Phys. Rev. Lett. 88, № 13, (2002)
2. Жиляков Л.А., Костановский А.В., Куликаускас В.С., Петухов В.П., Похил Г.П. “Устройство для транспортировки пучков ускоренных заряженных частиц”, патент № 34056.2003

РАСЧЁТЫ ПРОЦЕССОВ АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ ПРИ ПОМОЩИ ЧИС- ЛЕННОГО РЕШЕНИЯ НЕСТАЦИОНАРНОГО УРАВНЕНИЯ ШРЁДИНГЕРА

В.И. Савельев, Г.М. Филиппов

Чувашский государственный педагогический университет, г. Чебоксары, Россия

В докладе посредством накопления статистики решается задача расчёта вероятностей переходов в атоме водорода, сталкиваемом с неподвижным протоном. Проведены расчёты столкновений атома водорода с жёстко закреплённым протоном при различных параметрах. Расчёты проводились в следующей постановке задачи:

- протон–мишень жёстко закреплён в начале координат;
- атом водорода в основном состоянии первоначально находится на достаточном удалении от протона-мишени и движется параллельно оси Oz со скоростью $u = 1$ а.е с прицельным параметром b (по оси Ox).

В таблице приведены некоторые результаты проведённых расчётов; значения координат и компонент скорости протона атома водорода по истечении некоторого времени, достаточного для прибытия его в заданную точку после столкновения, при различных прицельных параметрах b . Угол рассеяния движущегося протона мал, если прицельный параметр меньше 0,1 а.е.

Таблица

b , а.е.	x , а.е.	y , а.е.	z , а.е.	u_x , а.е.	u_y , а.е.	u_z , а.е.
0,0	0000	0,000	-8,988	0,000	0,000	-0,999
0,1	0197	0,000	8,994	0,011	0,000	0,999
0,2	0247	0,000	8,996	0,005	0,000	0,999
0,3	0330	0,000	8,996	0,003	0,000	0,999
0,4	0422	0,000	8,997	0,002	0,000	1,000
0,5	0516	0,000	8,997	0,002	0,000	1,000
1,0	1005	0,000	8,998	0,000	0,000	1,000
1,5	1501	0,000	8,999	0,000	0,000	1,000
2,0	2000	0,000	8,999	0,000	0,000	1,000

В докладе вычисляются вероятности обнаружения электрона в связанных состояниях как в поле движущегося протона, так и протона-мишени. Следует подчеркнуть, что полученные таким образом значения вероятностей зависят от времени и для малых времён, вообще говоря, не совпадают с результатами стационарной теории рассеяния. По этой же причине указанные вероятности не обязательно должны совпадать с теми, которые фиксирует удалённый наблюдатель.

ДИНАМИКА СПИНА ОРТОПОЗИТРОНИЯ В СРЕДАХ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

А.Я. Силенко

НИИ ядерных проблем Белгосуниверситета, Минск, Беларусь

Основным фактором, определяющим динамику спина ортопозитрония (o-Ps) в средах с поляризованными электронами, является обменное взаимодействие. Оно приводит к вращению спина электрона o-Ps вокруг направления ориентации спина неспаренных электронов парамагнитных атомов вещества (ось z) /1,2/ и к значительно более быстрой аннигиляции o-Ps с проекциями спина $S_z=0, -1$ по сравнению с o-Ps с $S_z=1$ /3,4/. Необходимо также учитывать возможность изменения спинового состояния (конверсии спина) o-Ps без перехода в пара-состояние. К другим факторам относятся pick-off-аннигиляция, вращение спина o-Ps в магнитном поле, вращение спина позитрона o-Ps вследствие аннигиляционного взаимодействия с неспаренными электронами вещества и т.д. Уравнение движения спина o-Ps в поляризованных средах выведено в /1,2/.

В настоящей работе произведен анализ динамики спина o-Ps в поляризованных средах при детальном учете влияния процессов конверсии спина (с аннигиляцией и без) на эволюцию вектора поляризации пучка. Рассмотрен процесс поляризации пучка o-Ps поляризованной средой. Проанализирована эволюция спина o-Ps в пределе малых скоростей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барышевский В.Г. и Ивашин А.В. // ЖЭТФ. 1973. Т.65. С. 1467.
2. Baryshevsky V.G. // Phys. Stat. Sol. (b). 1984. V.124. P.619.
3. Senba M. // Can. J. Phys. 1996. V.74. P.385.
4. Senba M. // Can. J. Phys. 1997. V.75. P.117.

ОСОБЕННОСТИ АННИГИЛЯЦИИ ПОЛЯРИЗОВАННОГО ОРТОПОЗИТРОНИЯ В ПОЛЯРИЗОВАННЫХ СРЕДАХ

А.Я. Силенко

НИИ ядерных проблем Белгосуниверситета, Минск, Беларусь

Время жизни ортопозитрония (o-Ps) в веществе в основном определяется pick-off-аннигиляцией. При наличии магнитного поля оно несколько сокращается вследствие смешивания орто- и пара-состояний. В парамагнитных средах наибольшее воздействие на аннигиляцию o-Ps оказывает конверсия спина. Она происходит вследствие обменного взаимодействия между электронами o-Ps и парамагнитного атома и приводит к переходу o-Ps из орто- в пара-состояние, сопровождающемуся быстрой аннигиляцией. В парамагнетиках вероятность конверсии спина обычно на порядок и больше превышает вероятность pick-off-аннигиляции /1,2/. Ориентацию неспаренных электронов в парамагнетиках можно определить по характеру аннигиляции поляризованных позитронов /3/. Поляризация позитронов существенно влияет на их время жизни в поляризованном веществе и на ширину аннигиляционной линии γ -спектра /4,5/.

В настоящей работе для исследования поляризации парамагнетиков предлагается использовать поляризованные атомы o-Ps. Сильное обменное взаимодействие значительно ускоряет процесс аннигиляции по сравнению с аннигиляцией свободных позитронов. Аннигиляционная линия γ -спектра, обусловленная конверсией спина, оказывается весьма узкой. Конверсия спина может иметь место только для o-Ps с проекциями спина $S_z=0, -1$ на направление ориентации спина неспаренных электронов парамагнетика (ось z), в то время как для o-Ps с проекцией спина $S_z=1$ может происходить только pick-off-аннигиляция. Для o-Ps, вектор поляризации которого составляет угол θ с осью z , вероятность находиться в состояниях с $S_z=1, 0$ и -1 составляет, соответственно, $\cos^4(\theta/2)$, $2\sin^2(\theta/2)\cos^2(\theta/2)$ и $\sin^4(\theta/2)$. Необходимо также учитывать процессы конверсии спина o-Ps, приводящие к изменению его проекции без перехода в пара-состояние.

Наличие интенсивного обменного взаимодействия и узость линии γ -спектра создают заметные преимущества использованию o-Ps для анализа парамагнитных свойств вещества. При этом улучшается чувствительность метода, что позволяет исследовать среды с более низкой концентрацией парамагнитных атомов. Разумеется, следует учитывать, что в некоторых средах атомы o-Ps не образуются, а при наличии возможности их образования кинетическая энергия o-Ps не должна превышать нескольких эВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Major J., Schneider H., Seeger A. et al. // J. Radioanal. Nucl. Chem. 1995, V.190, p. 481.
2. Shinohara N., Suzuki N., Chang T., and Hyodo T. // Phys. Rev. 2001, V.A64, p.042702, arXiv:physics/0011054.
3. Hanna S.S. and Preston R.S. // Phys. Rev. 1957. V.106, p.1363.
4. Lauff U., Major J., Seeger A., and Stoll H. // Phys. Lett. 1993. V.A182, p.165.
5. Deckers C., Greif H., Knichel W. et al. // Phys. Lett. 1995. V.A197, p.179.

ФОРМИРОВАНИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МИКРОВОЛНОВОДОВ В СИСТЕМЕ ПОЛИМЕР/SiO₂/Si С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

В.И.Ковалев¹⁾, Ф.Ф. Комаров²⁾, А.В.Леонтьев²⁾, А.В.Хомич¹⁾

¹⁾Институт радиотехники и электроники РАН РФ, Фрязино,

²⁾Белгосуниверситет, Минск, Беларусь, Leontyev@bsu.by

В настоящее время в технологии интегральной оптики и оптоэлектроники для обеспечения функционирования различных устройств широко используются гибридные многослойные системы, а облучение легкими высокоэнергетичными ионами применяется для формирования требуемого профиля коэффициента преломления /1,2/. Особый интерес представляют гибридные микроволноводные структуры: полимер/SiO₂/Si /3/, полимер/Ta₂O₅/ полимер, а также композиции на базе металлизированных полиимидных пленок. В качестве полимерных материалов используют поликарбонаты, фторированные полиимиды, CR39, HIRI , а также другие полимерные композиции.

В настоящей работе рассмотрены два важнейших аспекта проблемы формирования диэлектрических микроволноводов с помощью ионно-лучевой технологии:

- ☒ разработка физико-математических аспектов оптимизации процесса формирования диэлектрических микроволноводов на основе системы полимер/SiO₂/Si-подложка с применением технологии ионного облучения в сочетании с фотолитографией;
- ☒ прогнозирование изменения состава, структуры и оптических свойств неорганических и органических материалов, подвергнутых ионному облучению на основе экспериментальных результатов, полученных методами ИК, КРС-спектроскопии, резерфордского обратного рассеяния и спектральной эллипсомерии.

Результаты проведенных исследований позволяют оптимальным образом выбрать исходный полимерный материал (n, k, T_g) для волноводного слоя, определить условия ионного облучения (тип ионов, E, D^{\min}, J) для достижения требуемого значения Δn при приемлемом значении коэффициента экстинкции.

ЛИТЕРАТУРА

1. Townsend P.D., Chandler P.J., Zhang L. Optical Effects of Ion Implantation.- Cambridge Univ. Press., Cambridge, 1994. 280 p.
2. Леонтьев А.В. //Микроэлектроника, 2001, Т.30, №5, с.377.
3. Bosc D., Devoldere N., Bonnel M. at all // Matter Sci. and Eng., 1999, V.75, p.155.

РАСЧЕТ НЕОДНОРОДНОСТИ НАГРЕВА ПОВЕРХНОСТИ ЭЛЕКТРОДА ПОТОКОМ ИОНОВ В ДУГОВОМ РАЗРЯДЕ С КАТОДНЫМ ПЯТНОМ

Г.Г. Бондаренко¹⁾, В.И. Кристья²⁾, Н.В. Лищук³⁾, В.В. Прасицкий³⁾, Р.И. Хабибулин³⁾

¹⁾Московский государственный институт электроники и математики, Москва, Россия

²⁾Калужский филиал Московского государственного технического университета имени Н.Э. Баумана, Москва, Россия

³⁾Научно-исследовательский институт материалов электронной техники, г. Калуга, Россия

В настоящее время в ртутных дуговых осветительных лампах используются электроды, состоящие из вольфрамового ядра, на который напрессована в виде цилиндра спеченная масса из смеси порошка вольфрама и эмиссионного вещества. На катодном полупериоде, когда электрод бомбардируется потоком ионов, разряд обычно локализуется на его поверхности в пятне радиусом несколько десятков микрон, которое располагается на ребре между боковой поверхностью и основанием цилиндрической спеченной массы (при таком расположении пятна затруднен теплоотвод из области пятна, что энергетически выгодно для разряда). В этом случае повышение температуры в центре пятна относительно ее значения на основной части поверхности спеченной массы ΔT_1 превосходит соответствующее повышение ΔT_2 в случае расположения пятна на боковой поверхности цилиндра, что может приводить к ускоренному испарению эмиссионного вещества со спеченной массы, уменьшающему срок службы лампы. Однако зависимость распределения температуры в объеме электрода от места привязки разряда до настоящего времени не изучена.

В данной работе исследовано влияние расположения пятна на электроде на температуру его поверхности в центре пятна. Найдено аналитическое решение стационарного уравнения теплопроводности в прямоугольной области для случаев, когда участок ее границы, через который в область поступает поток тепла из разряда, располагается на ее ребре и в центре боковой грани. Показано, что при значениях параметров, характерных для ртутных дуговых ламп высокого давления, разность $\Delta T_1 - \Delta T_2$ составляет 300 К, что соответствует на порядок большей скорости испарения эмиссионного вещества при расположении пятна на ребре. Определен интервал значений радиуса скругления ребра, при которых достигается существенное уменьшение значения разности температур $\Delta T_1 - \Delta T_2$, а следовательно, и уменьшение скорости испарения материала электрода.

О ВОЗМОЖНОСТИ РАСЧЕТА РАСПРЕДЕЛЕНИЙ НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА, ГЕНЕРИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ В НЕОДНОРОДНОМ ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ МАТЕРИАЛЕ

А.Г. Хохлов, М.Г. Снопина, М.А. Степович

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

Рассмотрены явления и процессы, связанные с взаимодействием пучков заряженных частиц средних энергий с поверхностью неоднородного полупроводника.

Для описания распределения плотности потерь энергии электронами пучка в мишени использовался метод отдельного количественного описания потерь энергии поглощенными и обратно рассеянными электронами, что позволяет получить физически более обоснованную математическую модель рассматриваемого явления /1/.

В настоящей работе при расчете распределений неосновных носителей заряда, генерированных широким электронным пучком, использовалась модель независимых источников, в которой искомое распределение носителей определяется как суперпозиция распределений от бесконечно тонких планарных источников /2/. Данный подход применялся к количественному описанию распределений неосновных носителей заряда в неоднородных структурах (с линейной зависимостью параметров от глубины материала) и двухслойных полупроводниках, состоящих из близких (по среднему порядковому номеру и атомному весу) материалов. Рассматривались случаи ступенчатого и плавного изменения электрофизических параметров полупроводникового материала (диффузионной длины L , коэффициента диффузии D и т.п.). Рассмотрены возможности аналитического и численного решений этих задач.

ЛИТЕРАТУРА

1. Михеев Н.Н., Петров В.И., Степович М.А. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1991. Т. 55. № 8. С. 1474.
2. Снопина М.Г., Хохлов А.Г., Степович М.А. // Приборостроение-2003: Сб. трудов международной научн.-технич. конф. – Винница, 2003. – С.231-235.

ЭФФЕКТ АНОМАЛЬНО МАЛЫХ ФЛЮЕНСОВ ЭЛЕКТРОНОВ И ЕГО ВОЗМОЖНЫЙ МЕХАНИЗМ

А.Б.Коршунов¹⁾, И.В.Голубцов²⁾, Ю.Н.Жуков³⁾, А.Н.Иванов⁴⁾, Э.Н.Вологдин⁵⁾,
В.К.Нарва⁵⁾

¹⁾Институт механики МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, РФ,

²⁾Химический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва, РФ,

³⁾ФГУП НИИ приборов, Лыткарино, Моск. обл., РФ,

⁴⁾МИСиС, Москва, РФ,

⁵⁾ФГУП НИИ “Пульсар”, Москва, РФ

Эффект воздействия anomalously малых флюенсов электронов (источник - смесь радиоактивных изотопов $Sr^{90} + Y^{90}$, $E_{e\max} \approx 2,3$ МэВ, $\Phi = 10^0 - 10^{10}$ эл/см²) наблюдался нами при облучении металлических сплавов (алюминиевый сплав АМГ6, инструментальные стали 40Х13 и ХВГ, быстрорежущая сталь Р6М5), твердых сплавов (ВК8, Т14К8, Т15К6, МС321, МС146), карбидостали (40 мас. %TiC + 60 мас. % стали Х6В3М), многослойных износостойких покрытий на основе карбида и нитрида титана). Он состоит в изменении свойств материалов: физических (параметры тонкой кристаллической структуры), химических (фазовый состав) и механических (износостойкость и прочность).

Парадоксальность ситуации проявляется в том, что наблюдаемый экспериментально эффект противоречит закону сохранения энергии. Разрешить это противоречие позволяет предлагаемый ниже механизм. Рентгеновская диффрактометрия является основным методом исследования. В этом методе исследуемый образец облучается рентгеновскими квантами с энергиями порядка десятков кэВ и дозами порядка $10^{15} - 10^{16}$ см⁻². Этого количества квантов вполне достаточно для преобразования исследуемого материала в так называемое “ридберговское вещество” - метастабильное устойчивое состояние, сохраняющееся в течение длительного времени. Взаимодействие малого количества электронов с подобными материалами высвобождает энергию, накопленную в ридберговском веществе, и приводит к изменению свойств материала. Таким образом, имеет место двухступенчатый процесс: создание ридберговского вещества интенсивным рентгеновским излучением и высвобождение накопленной энергии anomalously малыми флюенсами быстрых электронов.

ОБРАЗОВАНИЕ ЛИТИЕПОДОБНЫХ ИОНОВ АЗОТА В СОСТОЯНИИ ${}^4P_{5/2}$

И.С.Дмитриев, Я.А.Теплова, Ю.А.Файнберг

НИИ ядерной физики МГУ, Москва, Россия

Определены относительные количества β автоионизирующихся литиеподобных частиц в состоянии ${}^4P_{5/2}$ образующихся при захвате двух электронов ионами N^{6+} , при скорости ионов 3,65 а.е., в зависимости от толщины t газовых мишеней H_2 , N_2 и в целлулоидной пленке ($t_s \sim 10^{17}$ ат/см²). Зависимость β от t находилась из решения системы уравнений перезарядки. Аппаратура, метод измерений и способы решения уравнений перезарядки приведены в работе /1/. На рисунке показаны результаты измерений

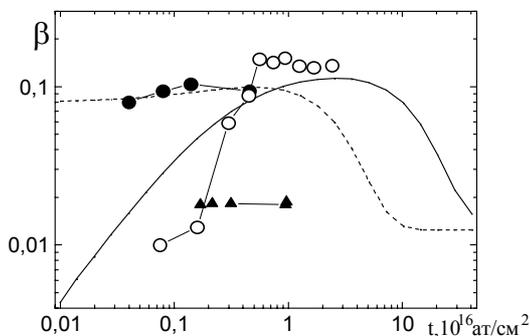


Рис. Зависимость величин β от толщины мишени t .

Эксперимент:

(μ) - в водороде, (λ) - в азоте, (σ) - в целлулоиде. Сплошные линии описывают решения системы уравнений перезарядки ионов азота в водороде, пунктирные - в азоте.

одновременно с расчетными кривыми. Количество автоионизирующихся литиеподобных ионов азота при прохождении через тонкую водородную мишень возрастает пропорционально толщине мишени t , а при прохождении через азот зависимость β от t незначительна. В

твердой пленке количество ионов в метастабильных состояниях ${}^4P_{5/2}$ практически постоянно и примерно на порядок величины меньше, чем в газах. Можно предположить, что при прохождении ионов N^{6+} через водородную или гелиевую мишени, в атомах которых отсутствуют электроны с параллельными спинами, образование литиеподобных ионов в состоянии ${}^4P_{5/2}$ возможно только при двух последовательных соударениях, в каждом из которых захватывается один электрон, в результате чего значение β в области малых толщин возрастает с ростом t пропорционально t . При прохождении тех же ионов через тонкие слои из более тяжелых газов (азот, неон, аргон) метастабильные частицы образуются главным образом в процессе захвата двух электронов в одном соударении и соответствующее значение β мало зависит от t .

ЛИТЕРАТУРА

1. И.С.Дмитриев, В.С.Николаев, Я.А.Теплова и др. //ЖЭТФ,97,1103(1990)

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ «РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО ЭФФЕКТИВНОМУ ПРОБЕГУ» ДЛЯ
УЧЕТА РАЗБРОСА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ ИОНОВ ПРИ ИХ ПРОХОЖДЕНИИ
ЧЕРЕЗ ЭЛЕКТРОННЫЙ ГАЗ МЕТАЛЛА

А.А Барат, М.К. Губкин

Московский энергетический институт (Технический университет), Москва, Россия

Одна из особенностей прохождения ионов через металл состоит в том, что ионы в процессе движения могут изменять свое зарядовое состояние, и, соответственно, – тормозную способность [1]. В данной работе предложен простой способ расчета неупругих потерь ионов при следующих предположениях. Считаются известными: сечения σ_{ij} изменения зарядового состояния с i на j , соответствующие тормозные способности γ_i и γ_j , распределение $A(l)$ по длинам пробегов l . Величины σ и γ приняты постоянными вдоль всей траектории иона.

Назовем эффективным пробегом иона величину $l^* = l_1 + (\gamma_2/\gamma_1)l_2 + (\gamma_3/\gamma_1)l_3 + \dots$, где l_i – общий пробег иона в состоянии i . Введем функции распределения $B_{ij}(l, l^*)$ по эффективному пробегу l^* так, что $B_{ij}(l, l^*)dl^*$ представляет собой вероятность для иона, начавшего путь длиной l в состоянии i и закончившего его в состоянии j , иметь эффективный пробег l^* . Тогда, в приближении непрерывного замедления, имеем для выходящей j -той зарядовой фракции плотность вероятности потери энергии Δ :

$$\frac{dp_{ij}}{d\Delta} = \int_0^{\infty} \delta(\Delta - \gamma_j l^*) dl^* \int_0^{\infty} A(l) B_{ij}(l, l^*) dl,$$

а задача сводится к отысканию функций $B_{ij}(l, l^*)$. В данной работе прямым подсчетом вероятностей найдены точные решения для случая двух зарядовых состояний 1 и 2. Они имеют следующий вид:

$$B_{11}(l, l^*) = e^{-\alpha l} \delta(l^* - l) + \frac{\beta k}{k-1} \cdot e^{-\frac{(k\beta - \alpha)l}{k-1}} \cdot e^{-\frac{k(\alpha - \beta)l^*}{k-1}} \cdot \sqrt{\frac{\alpha(kl^* - l)}{\beta k(l - l^*)}} I_1 \left\{ \frac{2}{k-1} \sqrt{k\alpha\beta(kl^* - l)(l - l^*)} \right\},$$

$$B_{12}(l, l^*) = \frac{\alpha k}{k-1} \cdot e^{-\frac{(k\beta - \alpha)l}{k-1}} \cdot e^{-\frac{k(\alpha - \beta)l^*}{k-1}} \cdot I_0 \left\{ \frac{2}{k-1} \sqrt{k\alpha\beta(kl^* - l)(l - l^*)} \right\},$$

где $\alpha = \sigma_{12}$, $\beta = \sigma_{21}$, $k = \gamma_1/\gamma_2$, $I_n(x)$ – модифицированные функции Бесселя порядка n . За пределами интервала $l/k < l^* < l + 0$ обе функции равны нулю.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зигмунд П. Статистика прохождения заряженных частиц // Взаимодействие заряженных частиц с твердым телом. – М: Высшая школа, 1994, с. 78.

АКТИВАЦИЯ АТОМОВ БОРА В КРЕМНИИ ПРИ СВЕРХБОЛЬШИХ КОНЦЕНТРАЦИЯХ ИМПЛАНТИРОВАННОЙ ПРИМЕСИ

В.П. Попов

Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск

Концентрация примеси должна также увеличиваться по мере увеличения плотности размещения приборов для уменьшения размеров областей обеднения и достижения квазиметаллической проводимости. Даже для обычных полупроводников, таких как кремний, для уменьшения сопротивления стока-истока или области пространственного заряда в базе при изготовлении микро- и, особенно, наноприборов необходима концентрация свободных носителей свыше $5 \times 10^{21} \text{ см}^{-3}$ и $5 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ соответственно, что выше, чем концентрация, соответствующая твердофазной равновесной растворимости легирующей примеси. Возникает вопрос, какие неравновесные концентрации легирующих атомов примеси и соответствующих им носителей заряда достижимы в полупроводниках и, в частности, в кремнии.

Методом ядерных реакций и эффекта теней нами показано, что увеличение дозы внедрения бора на два порядка даже при низкоэнергетичной имплантации (5 кэВ), когда не происходит образование аморфного слоя и концентрация дефектов относительно мала, а кристалл сохраняет упорядоченную решетку, большая часть атомов бора, несмотря на отсутствие выделений второй фазы по данным просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), находится в нерегулярных положениях в решетке, вероятно, в кластерах с собственными дефектами, поскольку практически не участвует в «восходящей» диффузии при термообработках. Твердофазная и жидкофазная рекристаллизации позволили увеличить содержание бора в узлах более, чем на порядок, если имплантируемая область была предварительно аморфизована облучением тяжелыми ионами. Максимальная концентрация электрически активных атомов бора при комнатной температуре составила около 3 ат.%. Однако в отличие от других примесей элементов третьей и пятой групп не наблюдалось насыщения и спада в концентрации носителей заряда с ростом концентрации бора, что свидетельствует об отсутствии преципитации и кластеризации. Ограничение электрически активной доли атомов бора 3 ат.% обусловлено заполнением нижележащих уровней примеси электронами в соответствие со статистикой Ферми-Дирака, так как формирование компенсирующих центров в соответствие с микроскопической моделью Цанга должно наблюдаться при более высоких концентрациях акцепторов.

МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ВТОРИЧНЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ИОНОВ ЗОЛОТА ЧЕРЕЗ ФОТОЭМУЛЬСИЮ

В.А. Бакаев¹⁾, С.Д. Богданов¹⁾, С.С. Богданов¹⁾, С. Вокал³⁾, В.Ф. Космач¹⁾, В.М. Молчанов¹⁾, В.А. Плющев²⁾, Е.Я. Шабля¹⁾

¹⁾Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Россия

²⁾Радиевый институт им. В.Г. Хлопина, Санкт-Петербург, Россия

³⁾Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия;
университет Шафарика, Кошице, Словакия

В настоящей работе продолжается исследование прохождения ионов золота с энергией в диапазоне 100–1000 МэВ/нуклон через гомогенную среду /1/. Проведены экспериментальные измерения множественности заряженных частиц, образующихся в результате неупругого взаимодействия ядер золота с ядрами фотоэмульсии в условиях полного опыта. Также проведены расчеты в рамках каскадно-испарительной модели (1000 неупругих взаимодействий ядер Au с ядрами H, C, N, O, Br, Ag) /2/.

Произведен анализ зависимости множественности от энергии налетающего ядра и массы ядра мишени. Предложены дополнительные критерии выделения типа события. Получены корреляционные зависимости множественности вторичных частиц и проведено сравнение с результатами расчетов по каскадно-испарительной модели.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А. Бакаев и др. // Поверхность. Рентгеновские синхротронные и нейтронные исследования, 2003, №4, с.41-44.
2. С.Д. Богданов и др. // Известия АН, сер.физ., 1996, т.60, № 11, с.132-134.

ВЛИЯНИЕ ВТОРИЧНЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ДОЗУ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ ОБРАЗЦАХ, ОБЛУЧАЕМЫХ БЫСТРЫМИ НЕЙТРОНАМИ

В.А. Бакаев, Я.А. Бердников, С.Д. Богданов, В.Ф. Космач, Е.Я. Шабля
Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Россия

Данная работа является продолжением исследований воздействий вторичных заряженных частиц на оптические элементы многослойных цилиндрических образцов, облучаемых быстрыми нейтронами./1-3/. С помощью программы, основанной на методе Монте-Карло, проведено моделирование облучения широким пучком моноэнергетических нейтронов и нейтронов с различными энергетическими спектрами волоконного световода. Световод состоял из цилиндрического слоя кварцевого стекла SiO_2 , окруженного светоотражающим покрытием из силикона $\text{Si}(\text{CH}_3)_2\text{O}$. Моделировалось облучение световода с двумя защитными оболочками (внутренней из нейлона $\text{NH}(\text{CH}_2)_5\text{CO}$ и внешней из полиэтилена C_2H_4), разделенными слоем воздуха. Диаметр волоконного световода выбирался равным 0,3 мм, а диаметр цилиндрического образца, включающего защитные оболочки, составлял 3,5 мм.

В расчетах получены вклады в поглощенную дозу нейтронов в сердцевине из кварцевого стекла и силиконовой оболочки вторичных заряженных частиц: протонов, альфа-частиц и ядер отдачи. Проведен анализ зависимости этих вкладов от энергии быстрых нейтронов. Вклады вторичных заряженных частиц в дозу растут с увеличением энергии нейтронов. При реакторном облучении нейтронами сравнимые вклады в дозу в световедущей жиле вносят протоны и ядра-отдачи, а для светоотражающей оболочки преобладает вклад вторичных протонов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бакаев В.А. и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 1998, № 12, с.125.
2. Бакаев В.А. и др. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2003, № 5, с.53.
3. Бакаев В.А. и др. // Тезисы докладов XXXIII Международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами.-М.: Изд.-во Моск. Ун-та, 2003, с.125.

НАЧАЛЬНЫЕ СТАДИИ РОСТА CoSi_2 НА ПОВЕРХНОСТИ ОКИСЛЕННОГО КРЕМНИЯ

М.В. Гомоюнова, И.И. Пронин, А.Д. Буравлев

ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

Тонкие эпитаксиальные пленки дисилицида кобальта на поверхности кремния широко используются в современной твердотельной электронике и особенно перспективны для интенсивно развивающейся сейчас нанoeлектроники. В последние годы появились указания на то, что структурное совершенство и морфология пленок CoSi_2 могут быть существенно улучшены при предварительном окислении поверхности $\text{Si}(100)2\times 1$. Однако механизм этого эффекта не установлен. Целью настоящей работы было выяснение влияния кислорода на процесс силицидообразования в данной системе. Для решения этой проблемы мы впервые применили метод фотоэлектронной спектроскопии высокого энергетического разрешения с использованием синхротронного излучения.

Окисление поверхности кремния производилось при комнатной и повышенной температурах путем экспозиции кристалла в атмосфере кислорода при давлении порядка $\sim 1\times 10^{-7}$ Торр. Дозы напыленного кобальта варьировались в диапазоне до 8 монослоев. Спектры Si 2p и Co 3p-остовных электронов, а также спектры валентной зоны измерялись при энергии фотонов 130 eV. Полное энергетическое разрешение анализатора и монохроматора составляло 130 meV. Все измерения проведены в вакууме не хуже, чем $\sim 5\times 10^{-10}$ Торр. Исследована эволюция электронной структуры поверхности кремния, как в процессе его окисления, так и последующего нанесения кобальта и отжига образца. Показано, что окисление кремния приводит к формированию на поверхности кристалла тонкого оксидного слоя сложного состава, состоящего из четырех окисных фаз кремния (от Si^{1+} до Si^{4+}). Обнаружено, что при напылении кобальта на этот оксидный слой атомы адсорбата даже при комнатной температуре не остаются на поверхности, а диффундируют в область межфазовой границы SiO_x/Si . Твердофазная реакция между кобальтом и кремнием начинается, также как и в системе без кислорода, при температуре около 250°C. Окончание процесса происходит при наличии кислорода на поверхности образца. Из полученных данных сделан вывод о том, что окисный слой в процессе твердофазного синтеза пространственно ограничивает область протекания реакции, в частности, препятствуя массопереносу материала подложки и связанному с ним ее фасетированию, улучшая тем самым морфологию растущей пленки CoSi_2 .

Работа выполнена при поддержке МПНТ (Госконтракт № 40.012.1.1.1152).

БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЙ НАГРЕВ И ОХЛАЖДЕНИЕ КАНАЛИРОВАННЫХ ИОНОВ В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ ОСЬ-ПЛОСКОСТЬ

В.П. Кошечев, Д.А. Моргун, Н.В. Сафин, А.К. Холодов

Сургутский государственный университет, г. Сургут, Россия

Построен потенциал переходной области ось-плоскость, с помощью которого может быть описано движение каналированных ионов в кубических кристаллах со сложным базисом. Показано, что движение каналированных ионов в переходной области ось-плоскость аналогично движению частиц в поле волнового пакета. Показано, что для подбарьерных каналированных ионов реализуются условия бесстолкновительного нагрева, причиной которого является нелинейный резонанс, а для надбарьерных ионов – бесстолкновительного охлаждения или нагрева, причиной которого является затухание Ландау. На рис.1 представлены некоторые результаты численного решения уравнения движения ионов в переходной области ось-плоскость, которые убедительным образом демонстрируют режимы охлаждения и нагрева.

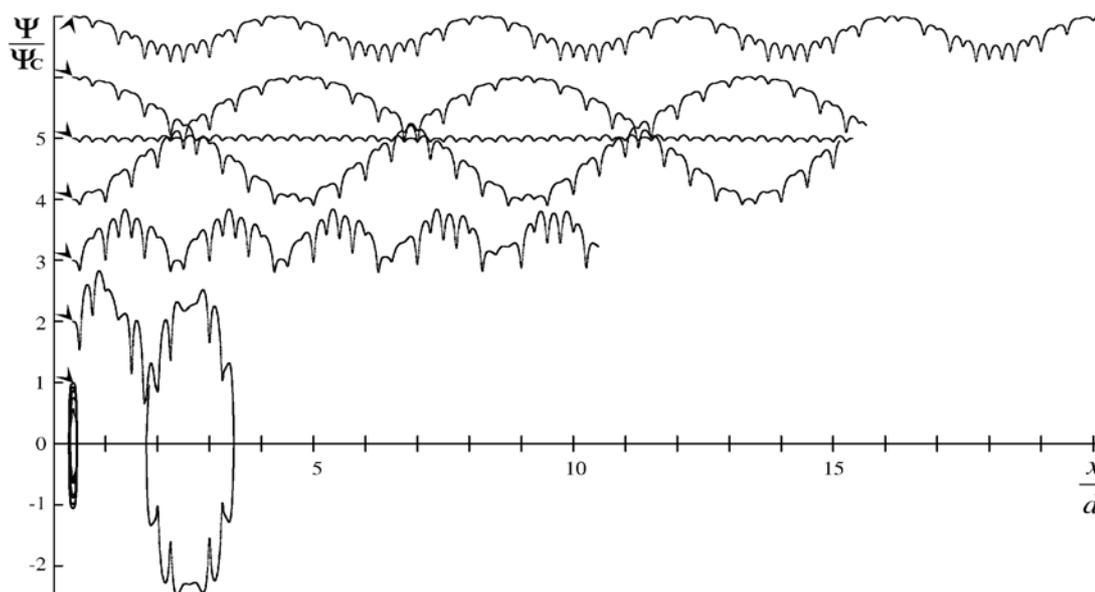


Рис.1. На фазовой плоскости изображены подбарьерная (1) и надбарьерные (2-7) траектории протона с энергией $pv \approx 1.25 \text{ ГэВ}$ в (100) плоскостном канале кристалла кремния ($d = 5.431 \text{ \AA}$; $\Psi_C = 0.1 \text{ мрад}$) при угле разориентации $\Delta\theta = 0.5 \text{ мрад}$ по отношению к атомной цепочке $\langle 011 \rangle$. Начальные значения точки x и угла Ψ/Ψ_C влёта частиц в кристалл отмечены стрелкой.

ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ БЫСТРЫХ ИОНОВ С АТОМАМИ КРИСТАЛЛА

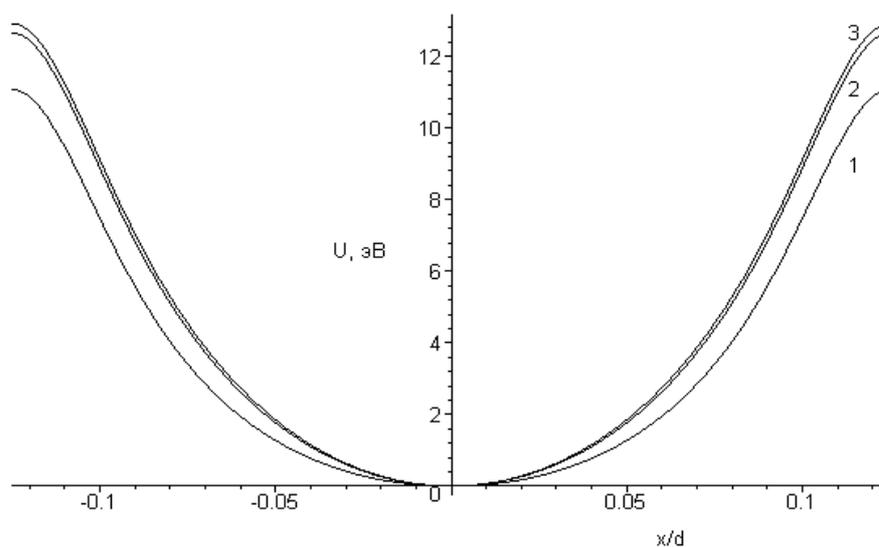
В.П. Кошечев, Д.А. Моргун, А.К. Холодов, Н.В. Сафин, Е.В. Кулясов
Сургутский государственный университет, 628400 Сургут, Россия

Показано, что фурье-компонента потенциальной энергии взаимодействия быстрого иона с атомом имеет вид

$$V(g) = \frac{4\pi e^2}{g^2} [Z - F(g)][Z_{ion} - F_{ion}(g)],$$

где eZ_{ion} и eZ – заряд ядра иона и атома; $F_{ion}(g)$ и $F(g)$ – форм-фактор иона и атома, соответственно; $F(0) = Z$, $F_{ion}(0) = Z_e$ – число электронов иона.

На рисунке представлены результаты расчета потенциальной энергии взаимодействия быстрого атома водорода, находящегося в 1s и 2s квантовых состояниях (кривые 1 и 2 соответственно), и протона (кривая 3) с непрерывным потенциалом (100) плоскостного канала кристалла кремния ($d = 5,431 \text{ \AA}$; $T = 300^\circ \text{ K}$).



Форм-фактор атомов кремния брался в приближении Мольер. Аналогичным образом ведут себя потенциальные энергии взаимодействия быстрых водородоподобных ионов с атомами кристалла.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЗАРЯДОВЫХ, ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ И ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ПРИ ОСЕВОМ КАНАЛИРОВАНИИ В КРИСТАЛЛАХ

В.В.Самарин¹⁾, А.Г.Кадменский²⁾

¹⁾Чебоксарский кооперативный институт МУПК, Чебоксары, Россия

²⁾ФГУП “ЦНИИ машиностроения”, Москва, Россия

Методом Монте-Карло [1] проведено моделирование прохождения тяжелых ионов (Al, P) через кристалл кремния в направлениях, близких к направлениям осевых каналов. Основной вклад в торможение медленных ионов дают процессы перекрытия электронных оболочек иона и атома и процессы кулоновского возбуждения атомных электронов. Для первой составляющей потерь энергии (потерь по Фирсову) использована модель, основанная на эмпирическом потенциале Дойля-Тернера и сочетающая учет индивидуальных особенностей атомов с удобной аналитической формой [2]. При расчете второй составляющей потерь энергии, пропорциональной квадрату заряда иона, использованы модельные зависимости установившегося среднего заряда иона $\bar{Q}(v, b)$ от его скорости v и прицельного параметра столкновения b , подобные найденным в работах [3,4]. Использование зависимостей от v, b вероятностей захвата и потери электрона [3,4] ионом позволило получить зарядовые и энергетические распределения ионов и уточнить зависимость концентрации остановившихся ионов от глубины проникания их в кристалл (ионные профили). При анализе пространственных и угловых распределений ионов особое внимание уделено рассмотрению широкой угловой области до $3...4 \psi_1$, в которой усиливаются процессы рассеяния и торможения. Этому способствует как существование скоррелированности тепловых смещений атомов кристалла, так и явление объемной фокусировки потока атомными цепочками. Перераспределение потока в поперечной плоскости приводит к переходам между режимами нормального каналирования и двойного каналирования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кадменский А.Г., Самарин В.В. // Поверхность, 2002, № 5, с. 98.
2. Самарин В.В., Кадменский А.Г. // Поверхность, 2001, № 5, с. 12.
3. Самарин В.В. Самарина С.М. // Поверхность, 2004, № 4, с. 65.
4. Оцуки Ё.-Х. Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами. -М.: Мир, 1985, с. 277

АНАЛИЗ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ И ПЕРЕЗАРЯДКИ ПРИ ИОННО-АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ НА ОСНОВЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО УРАВНЕНИЯ

ШРЕДИНГЕРА

В.В.Самарин¹⁾, С.М.Самарина²⁾

¹⁾Чебоксарский кооперативный институт МУПК, Чебоксары, Россия

²⁾ Чувашский государственный университет, Чебоксары, Россия

Проведен анализ зависимости вероятности перезарядки, угла рассеяния и потерь энергии от прицельного параметра столкновения ионов с атомами, зарядового состояния и скорости иона. Траектории иона и атома $\vec{R}_{1,2}(t)$ находились из уравнений движения с динамически экранированным кулоновским взаимодействием, зависящим от электронных волновых функций

$$M_{1,2}\ddot{\vec{R}}_{1,2} = -\nabla_{\vec{R}_{1,2}}V, \quad V = U(\vec{R}_1 - \vec{R}_2) + W(\vec{R}_1, \vec{R}_2, t),$$
$$W = \sum_n \int \Psi_n^*(\vec{r}, t) \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + U_1(\vec{r} - \vec{R}_1) + U_2(\vec{r} - \vec{R}_2) \right] \Psi_n(\vec{r}, t) d\vec{r}.$$

Эволюция волновых функций s- и p-состояний внутренних и валентных электронов определялась с помощью численного решения нестационарного трехмерного уравнения Шредингера [1]

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \Psi_n = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta \Psi_n + [U_1(\vec{r} - \vec{R}_1) + U_2(\vec{r} - \vec{R}_2)] \Psi_n(\vec{r}, t),$$

аналогично рассмотренной ранее двухмерной модели столкновения [2,3]. По результатам расчета найдены средние сечения захвата и потери ионом электрона в аморфной мишени, а также зависимости средних потерь энергии от угла рассеяния. По схеме работы [4] определена эволюция с глубиной распределения ионов по зарядовым состояниям при прохождении ионов через аморфную мишень.

ЛИТЕРАТУРА

1. Самарин В.В. Савельев В.И. // Поверхность, 2001, № 5, с. 6.
2. Самарин В.В. Самарина С.М. // Поверхность, 1998, № 5, с. 47.
3. Самарин В.В. Самарина С.М. // Поверхность, 2004, № 4, с. 65.
4. Белкова Ю.А., Теплова Я.А., Дмитриев И.С. // Поверхность, 2002, № 4, с. 39.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ПЕРЕНОСА НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В Si - ДЕТЕКТОРАХ

А.Г. Гаибов

Ташкентский государственный технический университет, Ташкент, Узбекистан

При наличии в объеме полупроводника примесей или дефектов структуры кристаллов в запрещенной зоне возникают локализованные состояния. Такие состояния могут быть центрами захвата (ловушками) для носителей заряда.

Исследование таких скоплений дефектов представляется интересным и важным с точки зрения их природы, механизма образования и степени влияния на характеристики полупроводниковых приборов. Одним из таких приборов является полупроводниковый детектор, исследование характеристик которого позволяет получить информацию о локальных неоднородностях. В работе рассмотрены физические аспекты амплитудного анализа примесного состава и неравномерности его распределения в чувствительной области полупроводниковых приемников электромагнитного и ядерного излучений.

Исследования полевых и температурных зависимостей потерь заряда позволяют идентифицировать одиночные атомы, их скопления, выступающие в роли центров захвата носителей заряда. В электрических полях $E > 1470 \text{ V/cm}$ происходит эффективное уменьшение процессов захвата, что проявляется в виде спрямления полевых зависимостей потерь заряда и в сужении спектральных линий. Другой вид внешнего воздействия – ультразвуковое поле интенсивностью $I^* = 0,25 \text{ W/cm}$ и частотой $f = 25 \text{ MHz}$, воздействующее на образцы в течение времени $t = 120 \text{ минут}$, приводит к росту амплитуды сигнала A , сужению спектральных линий и падению величины электрической емкости приемников примерно на 5 %. Подобное необратимое изменение характеристик Si-n-p-приемников происходит из-за распада скоплений примесных атомов в ультразвуковом поле /2, 3/. В результате происходит сглаживание потенциального рельефа в объеме чувствительной области, что способствует более эффективному и быстрому сбору неравновесных носителей заряда на электрические контакты Si-n-p-приемников излучения. При этом, как показывают оценки, время сбора носителей заряда уменьшается примерно на 5 %.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гаибов А.Г., Заверюхин Б.Н., Кревчик В.Д. и др.//Письма в ЖТФ, т.10, в.10, 1984, с.616-620.
2. Заверюхин Б.Н., Кревчик В.Д., Муминов Р.А. и др.//ФТП, 1986, т.20, в.3, с.525-528.

ПРОХОЖДЕНИЕ БЫСТРЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ЧЕРЕЗ ПРЯМЫЕ И ИЗОГНУТЫЕ КРИСТАЛЛЫ И ЖГУТЫ НАНОТРУБОК

А.А. Гриненко, Н.Ф. Шульга

Институт теоретической физики им. А.И. Ахиезера

Национальный научный центр “Харьковский физико-технический институт”, Харьков, Украина

Рассмотрено прохождение релятивистских заряженных частиц через прямые и изогнутые кристаллы и жгуты нанотрубок. На основе метода численного моделирования [1] проведено сравнение длин деканалирования заряженных частиц в кристаллах и нанотрубках. Показано, что длина деканалирования положительно заряженных частиц в жгуте нанотрубок существенно превышает длину деканалирования таких частиц в кристалле. Длины деканалирования отрицательно заряженных частиц в кристалле и жгуте нанотрубок практически совпадают, являясь при этом много меньшими соответствующих длин деканалирования положительно заряженных частиц (см. рис.).

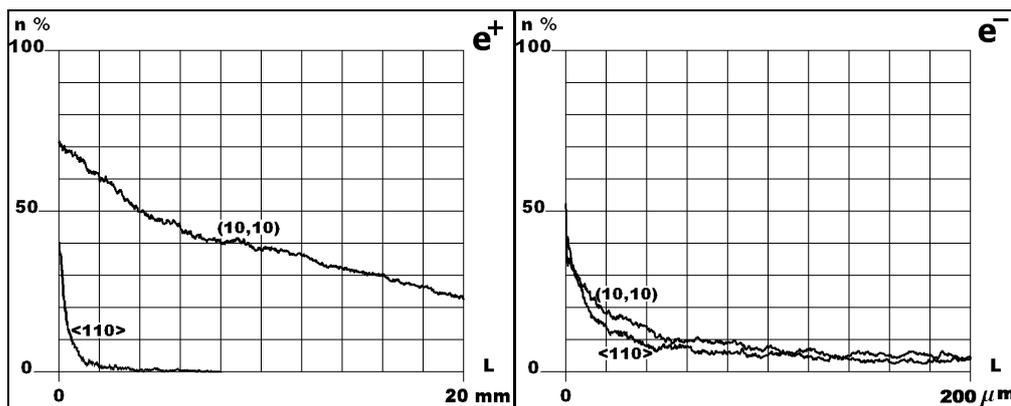


Рис. Зависимость доли каналированных частиц от толщины при прохождении пучка заряженных (e^+ , e^-) частиц через жгут нанотрубок (10,10) параллельно оси нанотрубки и через кристалл алмаза вдоль оси $\langle 110 \rangle$. Импульс частиц $p = 1$ ГэВ/с. Статистика моделирования – 1000 частиц.

Данные зависимости длин деканалирования частиц определяют условия для оптимального поворота пучков частиц. Повороты пучков положительно заряженных частиц эффективнее осуществлять с помощью изогнутых нанотрубок. Повороты же отрицательно заряженных частиц более эффективны при использовании изогнутых кристаллов, что обусловлено наличием, в этом случае, альтернативного механизма поворота частиц – механизма многократного азимутального рассеяния. Работа выполнена при частичной поддержке УНТЦ (проект 1746).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гриненко А.А, Шульга Н.Ф. // ЯФ, 2000, т. 63, №11, с. 2109.

ОРИЕНТАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ИОНАМИ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ ТОНКИЕ МОНОКРИСТАЛЛЫ

А.А. Алиев, Ф.Ф. Умаров

Институт электроники АН Руз, Ташкент, Узбекистан

Ранее мы установили, что энергетическое распределение ионов (Na^+ , K^+ , Rb^+), прошедших через монокристаллические пленки металлов (Cu , Ag) обладает многопиковой структурой, т.е. в энергетическом распределении обнаруживается ряд максимумов с различными потерями энергии (пиков) (1, 2). Было показано, что потери энергии ионами, соответствующие пикам, линейно растут с начальной энергией пучка ионов. Для строгого рассмотрения явления анизотропии потери энергии ионами при прохождении через монокристаллы с выше указанными траекториями нами проводилось исследование ориентационной зависимости энергетического распределения щелочных ионов (Na^+ , K^+ , Rb^+), прошедших через монокристаллические пленки цветных металлов (Cu , Ag). Изучалось изменение многопиковой структуры энергетического распределения от угла падения пучка ионов на грань (100) Cu и Ag , а также от азимутального угла поворота монокристалла. Энергия пучка первичных ионов варьировалась в области 5- 50 кэВ, а толщина протравливаемой пленки – от 100 до 1000 \AA .

Было показано, что при ориентации монокристалла по отношению к направлению пучка первичных ионов, в котором создаётся возможность осевого и плоскостного каналирования ионов в кристалле, в энергетическом распределении прошедших ионов чётко проявляются три максимума (пика). Установлено что эти пики связаны с ионами, испытавшими осевое, плоскостное каналирование и гибридное прохождение, т.е. ионы сначала претерпевают осевое каналирование, а затем плоскостное. Показано, что энергия, сохраняемая ионом после прохождения монокристалла в результате осевого каналирования, самая большая, а в случае гибридного характера прохождения – самая минимальная.

В пользу доказательства выдвинутых нами модельных представлений проводились компьютерные расчёты энергетического распределения щелочных ионов, прошедших через монокристаллы цветных металлов.

Расчёты проводились на основе модели парности взаимодействия ионов с атомами, создающими стенки и плоскости кристалла.

Результаты расчёта показали, что гистограмма энергетического распределения прошедших через монокристалл ионов хорошо совпадает с экспериментальным.

Литература:

1. Алиев А.А., Арифов. Радиотехника и Электроника, №1 1990г. стр. 159 – 165.
2. Алиев А.А., Умаров Ф.Ф. В сб. «Взаимодействие ионов с поверхностью», ВИП – 2003г. том 1, стр.224-227. Москва – Звенигород.

ОБ АНАЛИЗИРУЮЩЕМ ЭФФЕКТЕ ДЛЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ НЕЙТРОНОВ, ПРОХОДЯЩИХ ЧЕРЕЗ ОРИЕНТИРОВАННЫЙ КРИСТАЛЛ

Н. В. Бондаренко

Институт теоретической физики им. А.И. Ахиезера
Национальный научный центр “Харьковский физико-технический институт”,
Харьков, Украина

Ввиду того что нейтроны хотя и являются в целом нейтральными частицами, но обладают отличным от нуля магнитным моментом, для них, так же как и для заряженных частиц возможен когерентный эффект в рассеянии при прохождении через ориентированный монокристалл не только при малой, но и при высокой энергии. Если также учесть квантование проекций спина во внешнем неоднородном электромагнитном поле, то получается, что при идеальных условиях для неполяризованного нейтронного пучка, прошедшего через ориентированный кристалл, должен осуществляться эффект разделения частей пучка, соответствующих разным состояниям поляризации, подобно эффекту Штерна-Герлаха. При этом легко видеть, что когерентный эффект сильнее всего может развиваться в электростатических, а не в магнитных интеркристаллических полях, однако в этом случае следует использовать релятивистские нейтроны. Наиболее выгодным выбором мишени представляется кристалл элемента с высоким атомным номером, такого как вольфрам, имеющий толщину, при которой когерентный эффект выходит на насыщение при плоскостной ориентации решетки по отношению к начальному пучку.

В настоящей работе оцениваются оптимальные параметры анализирующего эксперимента при использовании моноэлементного кристалла в качестве мишени. Имея ввиду отклонения на малые углы, можно применить эйкональное приближение и модельный плоскостной потенциал, что в условиях постоянной в пространстве оси квантования спина (параллельной ориентированным кристаллическим плоскостям в мишени и перпендикулярной импульсу), позволяет решать задачу достаточно элементарными аналитическими средствами. Расчеты производятся с учетом конечного угла падения нейтрона по отношению к ориентированным плоскостям. По причине слабости магнито-дипольного взаимодействия нейтрона с полем кристалла для его усиления требуется значительная длина когерентного рассеяния, и в этих условиях угол падения, а значит и степень коллимации начального пучка, должны быть аномально малыми. При строго коллинеарном падении, для кристалла вольфрама толщиной $L_W \sim 0.57$ мм при ориентации $(100) \parallel \mathbf{p}$ и энергии нейтрона порядка 10 ГэВ около 30% частиц неполяризованного пучка отклоняются под углом первого дифракционного максимума, поляризация в котором составляет свыше 95% (и такое же количество частиц с противоположной поляризацией отклоняется под противоположным углом). Но столь хороший эффект сохраняется, только если степень коллимации начального пучка находится в пределах $\theta_W = d_W / L_W \sim 2 \cdot 10^{-7}$ рад. Подобное качество пучка (в данном эксперименте угловое разрешение после рассеяния также связано с энергетическим) на 2-3 порядка превышает обычно применяемое даже при измерениях параметров узких адронных резонансов. Если же пожертвовать когерентной длиной ради меньшей коллимации, то сечение полезного рассеяния падает как $I/I_W \sim (L/L_W)^2 \sim (\theta_W / \theta)^2$; в этом случае надо также учитывать рассеяние на ядрах.

КАНАЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В μ - ВАКУУМЕ

Н.В. Максьюта

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев, Украина

В данной работе строится теория каналирования электронов в μ -вакууме. Далее под понятием μ -вакуума подразумевается максимально плотное состояние материи. Как утверждается в работе [1], обычное вещество переходит в μ -вакуум при отрицательном давлении $p = -\mu c^2$, где μ - плотность массы. Известны предположения (см. [1]), о том, что внутри элементарных частиц (например, электронов) действует отрицательное давление, компенсирующее электростатическое отталкивание. Вселенная в начале своего расширения также находилась в μ -вакуумном состоянии (см., например, [2]), имея размер $\sim 10^{-33}$ см и плотность $\sim 10^{93}$ г/см³. С целью объяснения отрицательного давления в данной работе предполагается существование определенной топологической структуры материи в μ -вакуумном состоянии. На основании целого ряда эвристических соображений и теоретических оценок, основывающихся на применении теории узлов и теории кос, делается предположение, что в основе структуры μ -вакуума содержится трилистник (простой узел, имеющий косу σ_1^3). С помощью полученного “уравнения трилистника” $\partial^3 \vec{A}(\vec{r}, t) / \partial t^3 - (c \cdot \text{rot} \vec{A}(\vec{r}, t))^3 = 0$ и предположения, что Вселенная расширяется упорядоченным фрактальным образом, рассчитывается поведение масштабного фактора, совпадающее с расчетами с помощью ОТО. Можно сказать, что μ -вакуум – это “темная материя”, которая, расширяясь, имеет структуру кубического кристалла, в узлах которого находятся однотипные правоориентированные трилистники (электроны). Далее, предполагая, что наш вакуум также имеет упорядоченную структуру (типа кубического ионного кристалла, в узлах которого находятся поочередно правоориентированные и левоориентированные трилистники), оцениваются частоты излучения каналируемых (интервируемых) электронов из областей μ -вакуума в наш вакуум (по порядку величин они совпадают с частотами реликтового излучения). В этой работе также затрагиваются вопросы, относящиеся к сущности электрического заряда.

ЛИТЕРАТУРА

1. Глинер Э.Б. //ЖЭТФ, 1965. Т.49, с.542.
2. Новиков И.Д. //Вестник РАН, 2001, Т.71, №10, с.886.

РАЗМЕРНОЗАВИСЯЩИЙ КУЛОНОВСКИЙ ВЗРЫВ ЗАРЯЖЕННЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КЛАСТЕРОВ

Е.В. Васютин, В.В. Погосов

Запорожский национальный технический университет, Запорожье, Украина

Для кластеров с избыточным зарядом, близким к единице, задача по нахождению его критического размера сводится к использованию двухкомпонентной модели электроно-ионной плазмы жидкого металлического кластера, имеющего форму сферы. В отличие от релеевской схемы кулоновской неустойчивости модель даёт возможность учитывать сорт заряжающих частиц, туюю отличает ионное и электронное зарядение. Однако, такой подход не позволяет всё же интерпретировать эксперименты для сильно заряженных кластеров. В связи с этим, при зарядении необходим учёт влияния формы кластера на его энергетику. Для этого рассчитана зависимость потенциала ионизации кластера от формы его поверхности при условии квантования спектра. Предполагалось, что форма кластера-параллелепипеда (при постоянном объёме) меняется от сильно сплюснутой до сильно вытянутой таким образом, что вначале имеется пластинка одноатомной толщины, а в конце – одноатомная нить.

На основании модели дана интерпретация кулоновского взрыва положительно заряженных кластеров натрия Na_N^{n+} . В эксперименте (1,2) для $n = 64; 123; 208$. Теоретические предпосылки к решению задачи даны в (3).

ЛИТЕРАТУРА

1. NTMher U., Bjornholm S., Frauendorf S., Garcias F., Guet C. // Phys. Rev. Lett., 1997, **47**, 3, p.245
2. Hoffman M.A., Wrigge G., Von Issendorff B., // Phys. Rev. B. 2002, **66**, 4, id.041404
3. Курбацкий В.П., Погосов В.П. // ФТТ, 2004, **46**, 4, с.526

СМЕШАННЫЕ СОСТОЯНИЯ В НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧАХ ФИЗИКИ АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ В ТВЁРДЫХ ТЕЛАХ

Г.М. Филиппов

Чувашский государственный педагогический университет, г. Чебоксары, Россия

В докладе рассматриваются три задачи теории атомных столкновений в твёрдых телах:

1. Столкновение атомной частицы с изолированным рассеивателем, расположенным в объёме твёрдого тела.
2. Влияние смещения состояний на дифракционные явления в монокристаллах.
3. Распределение по энергиям частиц, движущихся в твёрдом теле.

Вычисляются пропагатор, матрица плотности и корреляционная функция для элементарной частицы, движущейся с большой, но нерелятивистской скоростью в объёме твёрдого тела. Получены общие формулы, учитывающие влияние окружения на элементарные процессы столкновений. Расчёты показывают, что тип корреляционной функции, которую необходимо привлечь для теоретического описания экспериментальных данных, зависит от того, какая величина подлежит определению. Распределение по энергиям частиц, движущихся в твёрдом теле, рассчитывается при помощи матрицы плотности. По сравнению с классической кинетической теорией преимущество такого метода расчёта заключается, в частности, в том, что он позволяет анализировать эксперименты, в которых при пролёте частиц через тонкую плёнку испускается небольшое число плазмонов. При решении задачи эволюции состояния водородоподобного иона прослежен процесс отрыва электрона от атомного остова.

ОЦЕНКИ ВЕРОЯТНОСТЕЙ ПЕРЕХОДОВ В ВОДОРОДОПОДОБНЫХ ИОНАХ В УСЛОВИЯХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ЭЛЕКТРОННЫМ ГАЗОМ МЕТАЛЛА

В.А. Александров¹⁾, Г.М. Филиппов²⁾

¹⁾Чувашский государственный университет, г. Чебоксары, Россия

²⁾Чувашский государственный педагогический университет, г. Чебоксары, Россия

В докладе приводятся результаты расчётов вероятностей переходов в атоме водорода и в водородоподобных ионах (He^+ , Fe^{8+}), движущихся в электронном газе некоторых металлов (Au , Al , углерод). Результаты расчётов позволяют проследить ход зависимостей вероятностей от времени. Характерным для переходов в состояния дискретного спектра является такое поведение, когда вслед за начальным этапом (при малых временах, когда вероятность пропорциональна времени и её ход описывается стандартной теорией возмущений), наступает режим насыщения, выход на максимум и дальнейший экспоненциальный спад. Уменьшение вероятности при больших временах вероятность почти полностью принадлежит непрерывному спектру, причём при дальнейшем увеличении времени область занятых состояний в непрерывном спектре имеет тенденцию к расширению. Если движение иона происходит вне металла, на небольшом расстоянии от его поверхности, то в процессе эволюции происходит возбуждение иона, его ионизация или захват ионом электрона из металла. Все эти явления происходят на фоне взаимодействия иона с электронной подсистемой твёрдого тела, учёт которого существенно отражается на вероятностях элементарных процессов. При определённых условиях расчёт вероятностей может быть упрощён ввиду наличия своеобразной масштабной симметрии. Достаточно произвести расчёты для атома водорода, после чего путём подходящего масштабного преобразования можно получить вероятности переходов для других водородоподобных ионов, обладающих произвольным зарядом атомного остова и движущихся параллельно поверхности металла на произвольном расстоянии в течении произвольного заданного времени. В настоящей работе теория применяется к решению конкретной задачи взаимодействия иона Fe^{8+} , находящегося первоначально в основном состоянии, с поверхностью золота. Рассмотрены переходы $1s \rightarrow 2s$, $1s \rightarrow 2p$, $1s \rightarrow 3s$, а также переходы в непрерывный спектр. Получены зависимости вероятностей от расстояния до поверхности и времени движения.

Часть II.

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ В ТВЁРДОМ ТЕЛЕ

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПОД МАЛЫМИ УГЛАМИ К НАПРАВЛЕНИЮ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛЕ ВОЛЬФРАМА

А.Н. Алейник¹⁾, А.Н. Балдин²⁾, Е.А. Богомазова¹⁾, И.Е. Внуков²⁾, Б.Н. Калинин¹⁾,
А.С. Кубанкин²⁾, Н.Н. Насонов²⁾, Г.А. Науменко¹⁾, А.П. Потылицын¹⁾,
А.Ф. Шарафутдинов¹⁾

¹⁾ Научно исследовательский институт ядерной физики при Томском политехническом университете, Томск, Россия

²⁾ Лаборатория радиационной физики Белгородского государственного университета, Белгород, Россия

В рамках продолжения исследований по поиску параметрического рентгеновского излучения под малыми углами к направлению скорости релятивистской частицы в совершенных кристаллах /1,2/ на Томском синхротроне проведены измерения зависимости выхода излучения в узком спектрально-угловом диапазоне ($\Delta\omega/\omega \sim 1\%$, $\Delta\Omega \approx 0.2 \cdot 10^{-6}$ ср /3/) от угла разориентации плоскости (110) монокристалла вольфрама толщиной 0.4 мм. В соответствии с результатами работы /2/ измерения проведены для энергии фотонов $\omega < \gamma\omega_p$, где γ - лоренц-фактор частицы, а ω_p - плазменная частота среды, и углов наблюдения относительно направления падающего на кристалл пучка частиц $\theta \sim \gamma^{-1}$. Показано, что для энергий фотонов $\omega \sim \gamma\omega_p$ и нулевого угла наблюдения более сильный эффект дифракции тормозного излучения в кристалле вольфрама (глубина провала в ориентационной зависимости 10-15%, а его ширина (FWHM) $\Delta \approx 1.8$ мрад) маскирует искомый эффект. Для углов разориентации плоскости относительно брэгговского направления $\Delta\theta \approx 1.5$ мрад наблюдается 3-5% превышение над уровнем некогерентной подложки, которое может быть обусловлено вкладом ПРИ под малыми углами к скорости частицы.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 01-02-17471, 03-02-16587), Региональной научно-технической программы (грант ФРП 09-03) и программы грантов БелГУ (грант ВКГ 008-04).

ЛИТЕРАТУРА

1. Kalinin B.N., Naumenko G.A., Padalko D.V. et al. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 2001, V. B173, P.253
2. Kubankin A., Nasonov N., Sergienko V., Vnukov I. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. 2001, V. B201, P. 97
3. Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Науменко Г.А. и др. // Известия ВУЗов "Физика", 2001, Т. 44, вып. 3, с.71.

ЧЕРЕНКОВСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ СКОЛЬЗЯЩЕМ ПАДЕНИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПОВЕРХНОСТЬ МИШЕНИ

Ч.К. Гэри¹⁾, В.В. Каплин²⁾, А.С. Кубанкин³⁾, Н.Н. Насонов³⁾, М.А. Пайструп¹⁾,
С.Р. Углов²⁾

¹⁾Аделфи Технолоджи, Пало Алтно, США

²⁾НИИ ядерной физики Томского политехнического университета, г.Томск, Россия

³⁾Белгородский госуниверситет, г. Белгород, Россия

Рассматривается рентгеновское черенковское излучение релятивистских электронов в окрестности края фотопоглощения вещества мишени. Особенностью исследуемого процесса является скользящее падение излучающего электрона на поверхность мишени. Показывается, что в рассматриваемых условиях происходит существенное изменение структуры черенковского конуса. Уменьшается угол раствора конуса, а распределение интенсивности излучения по азимутальному углу на поверхности конуса становится резко неоднородным. Основным следствием описываемых изменений является существенное увеличение угловой плотности черенковского излучения, что чрезвычайно существенно с точки зрения создания эффективного источника квазимонохроматического рентгеновского излучения в области энергий квантов от 100 до 1500 эВ. Исследована зависимость яркости излучения от угла вылета электрона из мишени и показано существование оптимального при заданной энергии электрона значения этого угла, при котором выход излучения является максимальным. С увеличением энергии электрона обсуждаемая зависимость становится все более резкой, приобретая резонансный характер в области достаточно высоких энергий. Исследовано влияние многократного рассеяния электронов на характеристики потока излучаемых квантов.

О СПЕКТРЕ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ВЕЩЕСТВЕ

В.А.Астапенко¹⁾, А. Ю.Молокова²⁾, Н.Н.Насонов²⁾

¹⁾ Московский физико-технический институт, г. Долгопрудный, Россия

²⁾ Белгородский госуниверситет, г. Белгород, Россия

Исследуется спектр тормозного излучения нерелятивистских электронов в плотной аморфной среде. Показывается, что интерференция элементарных амплитуд излучения быстрого электрона на различных атомах среды приводит к эффекту подавления излучения в области малых частот. Природа предсказываемого эффекта существенно отличается от природы хорошо известных в физике излучения ультрарелятивистских электронов эффектов Ландау-Померанчука-Мигдала и Тер-Микаэляна.

Дополнительно к низкочастотной асимптотике в работе рассматривается высокочастотный предел в спектре излучения. Анализ проводится на основе нового подхода, основанного на методе стационарной фазы в классической электродинамике. Спектр тормозного излучения в кулоновском потенциале, вычисленный в рамках предлагаемого подхода почти совпадает с хорошо известным спектром Крамерса. Результаты вычислений спектра излучения быстрого электрона в потенциале многоэлектронного атома оказываются близкими к аналогичным результатам, полученным на основе известного «вращательного приближения» Когана и Кукушкина.

Рассмотрен вопрос о применимости приближения малоуглового рассеяния в задаче о тормозном излучении нерелятивистского электрона в атомном потенциале. Показано, что именно это приближение ответственно за расходимость в сечении излучения, для устранения которой приходится ограничивать область интегрирования по прицельным параметрам.

ГЕНЕРАЦИЯ КОРОТКОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КАНАЛИРУЕМЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В УСЛОВИЯХ НЕЛИНЕЙНОГО ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С ДВУМЯ ПОЛЯМИ ПСЕВДОФОТОНОВ

Н.В.Максюта, В.И.Высоцкий

Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Киев, Украина

В работе [1] была рассмотрена возможность усиления коротковолнового излучения за счет параметрического нелинейного взаимодействия системы каналируемых электронов с одним полем псевдофотонов решетки. С целью получения большего усиления в данной работе рассматривается трехчастотное нелинейное параметрическое усиление при воздействии двух полей псевдофотонов. Искусственно созданные периодические структуры с периодами $\Lambda_1 > \Lambda_2 \gg a_z$ в системе покоя движущихся частиц можно считать бегущими электромагнитными волнами, распространяющимися в противоположном (по отношению к движению пучка) направлении. При выполнении условий частотного резонанса $\Omega_3 = 2\pi\nu\gamma/\Lambda_2 \equiv \Omega_{31} = \Omega_{21} + 2\pi\nu\gamma/\Lambda_1 \equiv \Omega_1 + \Omega_2$, а также волнового коллинеарного синхронизма $\vec{k}_3 = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$ возникает резонансная перекачка энергии в поле сигнальной волны. Здесь γ - лоренц-фактор, Ω_{mn} - частота перехода между уровнями m и n , $\vec{k}_{2,3}$ - волновые векторы бегущих волн, $\vec{k}_1(\omega_1)$ - волновой вектор сигнальной волны на частоте $\omega_1 = \Omega_1/\gamma[1 - v n(\omega_1)/c]$. Подставляя в неоднородное волновое уравнение выражение

$$\vec{E}(x, z, t) = 1/2 \{ a_1(x, z) \exp[i(\Omega_1 t - k_1 z)] + a_{20}(x) \exp[i(\Omega_2 t + k_2 z)] + a_{30}(x) \exp[i(\Omega_3 t + k_3 z)] + \text{к.с.} \}$$

для суперпозиции сигнальной волны с полями псевдофотонов, приходим к системе укороченных уравнений: $da_1/dz + \delta_1 a_1 = -\sigma_1 a_{20} a_{30} \sin \psi$, $a_1 d\psi/dz = -\sigma_1 a_{20} a_{30} \cos \psi$ для амплитуды $a_1(x, z)$ сигнальной волны. Здесь ψ - обобщенная фаза, δ_1, σ_1 - соответственно, коэффициенты линейного поглощения и нелинейной связи, выражающиеся через линейную и нелинейную восприимчивости $\chi_{lxxx}, \chi_{nlxxx}$ поляризации $\vec{P} = \vec{e}_x (\chi_{lxxx} E_x + \chi_{nlxxx} E_x^2)$ трехуровневой системы. Приближенное решение этой системы уравнений при $a_1(0) = 0, \psi(0) = 0$ имеет вид $a_1(z) = \sigma_1 a_{20} a_{30} \gamma^2 z$. Численные оценки приводят к значениям $a_{1\max} \approx 10^3 \div 10^4$ В/см для напряженности поля сигнальной волны в области γ -частот.

ЛИТЕРАТУРА

1. Максьюта Н.В., Высоцкий В.И. //Тез. докл. XXIX Межд. конф. по физике взаимодей. зарядж. частиц с кристаллами, - М.: Изд.-во Моск. Ун-та, 1999, с.58.

ГЕНЕРАЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ПРОТОНАМИ

¹⁾В.Н. Забаев, ¹⁾С.Р. Углов, ²⁾Ю.Н. Адищев, ²⁾Ю.Л. Пивоваров, ²⁾А.П. Потылицын, ³⁾С.В. Афанасьев, ³⁾А.С. Артемов, ³⁾А.Д. Коваленко, ³⁾С.В. Романов, ³⁾Ш.З. Сайфулин, ³⁾А.М. Таратин, ³⁾В.И. Волков, ³⁾М.А. Воеводин, ⁴⁾В.В. Бойко, ⁴⁾Ю.В. Ефремов, ⁴⁾Е.А. Силаев

¹⁾НИИ ядерной физики при Томском политехническом университете, Томск, Россия;

²⁾ Томском политехнический университет, Томск, Россия;

³⁾Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, Россия;

⁴⁾ИФТП, Дубна, Россия

Как известно, кинематическая теория параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) хорошо описывает экспериментальные данные, полученные на пучках электронов, поскольку динамические эффекты (динамическая теория ПРИ) подавлены многократным рассеянием электронов в кристалле. Мы начали проведение исследований ПРИ, генерированного нуклонным пучком нуклотрона ОИЯИ в совершенных кристаллах алмаза, кремния и вольфрама. Релятивистский фактор ускоренных протонов соответствует диапазону 2-6. Эта величина релятивистского фактора соответствует параметрам электронных пучков ускорителей Дармштадта (Германия) и Томска. Важной особенностью ПРИ протонов является то, что их многократное рассеяние во много раз меньше, чем у электронов в мишенях такой же радиационной толщины.

В этой работе мы обсуждаем схему эксперимента на выведенном нуклонном пучке нуклотрона и предварительные экспериментальные данные по измерениям рентгеновского фона, генерируемого при прохождении релятивистских протонов через монокристаллические мишени. Эксперимент проводился на выведенном пучке протонов нуклотрона (релятивистский фактор $\gamma \approx 6,3$). Частота сброса протонов на мишень составляла 2 секунды при длительности цикла ускорения 10 секунд. Интенсивность протонного пучка и его профиль измерялись пропорциональными камерами. Интенсивность составляла 10^{10} протонов/цикл. Мишени устанавливались в брэгговской геометрии под углом $\theta_B = 45^\circ$ к пучку частиц.

Для детектирования рентгеновского излучения применялся кремниевый ПИН-детектор. Энергетическое разрешение детектора в реальных экспериментальных условиях для фотонов характеристического излучения, генерируемых протонами в медной мишени, составило 200 эВ для K_α и K_β линий ($E_\gamma \sim 8$ кэВ).

Приводятся экспериментальные и теоретические оценки выхода ПРИ в апертуру детектора по кинематической теории с учетом многократного рассеяния частиц в мишени и поглощения фотонов на пути от мишени до детектора.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 03-02-17578, МНТЦ № 2140.

ОСОБЕННОСТИ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ИЗЛУЧЕНИЯ УЛЬТРАРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОНКОМ КРИСТАЛЛЕ

Х. Артру¹⁾, С.П. Фомин²⁾, Н.Ф. Шульга²⁾

¹⁾Институт Ядерной Физики, Лион, Франция

²⁾Институт теоретической физики им. А.И.Ахиезера ННЦ ХФТИ, Харьков, Украина

Множественное рассеяние ультрарелятивистского электрона на атомах аморфной мишени может привести к подавлению тормозного излучения в области относительно мягких фотонов - эффект Ландау-Померанчука [1]. Аналогичный эффект для когерентного тормозного излучения имеет место при прохождении пучка ультрарелятивистских электронов через кристалл под малым углом к кристаллографической оси [2]. В работе [3] было показано, что множественное рассеяние в тонкой аморфной мишени приводит к существенному искажению не только спектра излучения, но также и углового распределения излучаемых фотонов. В настоящей работе представлены результаты теоретического исследования угловых распределений тормозного излучения ультрарелятивистских электронов при прохождении сквозь тонкий кристалл под малым углом к кристаллографической оси. Для нахождения траекторий электронов в кристалле использовалась модель бинарных столкновений, которая учитывает как когерентные, так и некогерентные эффекты в рассеянии. Угловое распределение излучения пучка определялось как сумма излучения от каждого электрона. Показано, что нетривиальные угловые распределения излучаемых фотонов обусловлены наложением эффекта когерентного рассеяния электронов цепочками атомов кристалла ("doughnut scattering") и эффекта подавления излучения (аналогичного эффекту Ландау-Померанчука). Исследована ориентационная зависимость углового распределения излучения.

Работа выполнена при частичной поддержке УНТЦ (проект 1746).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д., Померанчук И.Я. // Доклады АН СССР. 1953. Т. 92, С. 535, 735.
2. Fomin S.P., Shulga N.F. // Phys. Lett. A. 1986. V. 114. P. 148.
3. Fomin S.P., Shul'ga N.F., Shul'ga S.N. // Ядерная Физика. 2003. V. 66. P. 394.

О КОГЕРЕНТНОМ ИЗЛУЧЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЦЕПОЧКАХ АТОМОВ КРИСТАЛЛА И ПРИ ИХ СТОЛКНОВЕНИИ С КОРОТКИМ СГУСТКОМ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ

Н.Ф. Шульга^{1,2)}, Д.Н. Тютюнник²⁾

¹⁾Институт теоретической физики им. А.И.Ахиезера ННЦ «ХФТИ», Харьков, Украина

²⁾Белгородский государственный университет, Белгород, Россия

При движении релятивистского электрона в кристалле под малым углом к одной из кристаллических осей возможен когерентный эффект в излучении, благодаря которому спектральная плотность излучения электрона в кристалле может в несколько десятков раз превосходить спектральную плотность излучения из соответствующей аморфной мишени [1]. Аналогичный эффект возможен и при столкновении релятивистского электрона с коротким сгустком релятивистских частиц (см. [2] и ссылки там). При этом коэффициент усиления излучения может достигать 10^{10} раз. В настоящей работе мы обращаем внимание на некоторые общие закономерности и отличительные особенности между процессами когерентного излучения в этих случаях. Показано, что описание процесса когерентного излучения в обоих случаях может быть проведено на основе идентичных формул. Рассмотрены условия, при которых когерентный эффект при излучении электронов в кристалле и в поле сгустка релятивистских частиц разрушается. Обсуждаются возможности применения к данным задачам и формул теории синхротронного излучения и формул теории излучения с траектории вида угла. Показана возможность эффекта подавления когерентного излучения при столкновении электрона со сгустком релятивистских частиц аналогичного эффекту подавления излучения релятивистских электронов в тонком слое вещества [3].

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (проект 03-02-16263).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахиезер А.И., Шульга Н.Ф. Электродинамика высоких энергий в веществе. М.: Наука, 1993.
2. Kotkin G.I., Serbo V. // Phys.Rev., 1995, E51, 2493.
3. Shul'ga N., Tyutyunnik D. // JETP Lett., 2003, v.78, p. 700.

ДИФРАКЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЗАРЯДА В ПЛАЗМЕННОМ ПРЕДЕЛЕ ЧАСТОТ ПРИ ПРОЛЕТЕ НАД ПОВЕРХНОСТЬЮ ОДНОМЕРНО-ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ

А. А. Тищенко ¹⁾, М. Н. Стриханов ¹⁾, А. П. Потылицын ²⁾

¹⁾Московский инженерно-физический институт (государственный университет),
Москва, Россия

²⁾Томский политехнический университет, Томск, Россия

Дифракционное излучение (ДИ) возникает при пролете заряда вблизи мишени. Причина ДИ заключается в динамической поляризации вещества полем пролетающего заряда. На сегодняшний день наиболее исследована модель идеально проводящей мишени /1/. Применимость этой модели ограничена частотами не выше плазменной ω_p .

Исследование ДИ на частотах выше плазменной показывает /2/, что при $H > c/\omega_p$ ДИ сосредоточено в конусе углов $\theta \sim \gamma^{-1} \ll 1$ вдоль скорости заряда и простирается вплоть до частоты $\omega_c \sim c\gamma/H$, после которой спадает как $\exp\{-\omega/\omega_c\}$. Здесь H - импакт-параметр, γ - Лоренц-фактор заряда. Практически условие $\omega_p < \omega < c\gamma/H$ выполнимо для заряженных частиц сверхвысоких энергий с $\gamma > 10^4$.

При косом пролете заряда вблизи мишени наряду с ДИ вперед возникает также и обратное ДИ /3/. Обратное ДИ сосредоточено в узком конусе вблизи угла зеркального отражения от поверхности мишени. В отличие от ДИ вперед, обратное ДИ на частотах $\omega > \omega_p$ убывает с ростом частоты ω , что обуславливает малость вклада обратного ДИ в полные потери на излучение. Несмотря на это, обратное ДИ представляет большой интерес для экспериментов по невозмущающей диагностике пучков заряженных частиц сверхвысоких энергий, поскольку распространяется под большими углами к направлению движения пучка заряженных частиц.

В данной работе рассмотрен пролет ультрарелятивистского заряда над поверхностью одномерно-периодической структуры. Получены спектрально-угловые характеристики как прямого, так и обратного ДИ. Исследована зависимость излучения от угла наклона траектории заряда к направлению периодичности структуры. Исследовано изменение спектра по сравнению со спектром излучения от аморфной мишени.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.М. Болотовский, Г.В. Воскресенский // УФН, 1968, т. 94, с. 377.
2. А.А. Tishchenko, А.Р. Potylitsyn, М.Н. Strikhanov, submitted to Ph. Rev. E.
3. А.Р. Potylitsyn // Nucl. Instrum. and Meth. B, 1998, v. 145, p. 169.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РЕНТГЕНОВСКОЙ КОМПОНЕНТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ТОНКОМ КРИСТАЛЛЕ КРЕМНИЯ

А.Н. Алейник¹⁾, Е.А. Богомазова¹⁾, И.Е. Внуков²⁾, Б.Н. Калинин¹⁾, Г.А. Науменко¹⁾,
А.П. Потылицын¹⁾, А.Ф. Шарафутдинов¹⁾

¹⁾ Научно исследовательский институт ядерной физики при Томском политехническом университете, Томск, Россия

²⁾ Лаборатория радиационной физики, Белгородский государственный университет, Белгород, Россия

На Томском синхротроне с помощью кристаллодифракционных спектрометров на основе кристаллов пиролитического графита проведены измерения спектров и ориентационных зависимостей выхода фотонов фиксированной энергии, генерируемых электронами с энергией 500 МэВ в кристаллической кремниевой мишени толщиной 30 мкм и ориентацией $\langle 110 \rangle$. Размеры кристаллов графита и коллимация дифрагированного излучения обеспечивали угловой захват и энергетическое разрешение спектрометров: $\Delta\Omega \sim 0.2 \cdot 10^{-6}$ ср и $\Delta\omega/\omega \sim 1\%$, где $\Delta\omega$ и $\Delta\omega/\omega$ /1/.

Исследовался диапазон энергий фотонов $\omega \approx \gamma\omega_p \ll \omega_m$, где γ - Лоренц-фактор, ω_p - энергия плазмона среды, а ω_m - характеристическая энергия излучения при каналировании. Проведено сравнение с результатами аналогичных измерений для кристалла толщиной 0.5 мм /1/ и предсказаниями теории /2/. Обсуждается вопрос о соотношении вкладов излучения при осевом каналировании и когерентного надбарьерного излучения в области энергий фотонов $\omega \ll \omega_m$ в тонких кристаллах.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 01-02-17471) и программы Университеты России (грант УР.02.01.021).

ЛИТЕРАТУРА

1. Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Науменко Г.А. и др. // Известия ВУЗов "Физика", 2001, Т. 44, вып. 3, с.71.
2. Kubankin A., Nasonov N., Zhukova P. // Physics Letters A, 2003, V. 317, P. 495

ЗЕРКАЛЬНОЕ И БРЭГГОВСКОЕ ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ОТ ТОНКОГО КРИСТАЛЛА

О.А. Подсвиров

Государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

Проблема кинематического рассеяния электронов в тонких кристаллах давно и успешно исследовалась, начиная с открытия дифракции электронов. Практически во всех теоретических рассмотрениях подобных задач основное внимание уделялось красивейшему дифракционному явлению, – так называемому, брэгговскому отражению различных порядков. Такое интерференционно усиленное рассеяние, по известной формулировке Брэггов, отца и сына, происходит при выполнении двух равноправных условий: во-первых, при кратной длине волны излучения оптической разности хода лучей от разных атомных плоскостей, и, во-вторых, при направлении рассеяния зеркально отраженного от этих плоскостей. Детально изучалось также рассеяние и в условиях отклонения от точных брэгговских углов. Позже подобные задачи ставились и в рамках динамической теории дифракции электронов в толстых кристаллах. Однако, практически во всех теоретических работах, посвященных рассеянию при отклонении падающего пучка от точного угла Брэгга, обычно исследовалось ослабление в интерференционно-усиленном направлении рассеяния и не обращалось внимания на нюанс, связанный с зеркальным направлением. Как показано в настоящей работе, в кристалле наряду с интерференционно-усиленными или брэгговскими пучками существуют и зеркально отраженные пучки. Причем, в некоторых случаях (при дифракции Брэгга, например) интенсивность таких зеркально отраженных пучков может быть сравнима с интенсивностью интерференционно усиленных пучков (и даже превышать последнюю). Экспериментально это может наблюдаться как расщепление дифракционного рефлекса при отклонении от угла Брэгга. Существование зеркальных рефлексов давно известно, например, в случае дифракции медленных электронов, когда они рассеиваются на двумерной решетке. Из настоящей работы, где анализируется случай объемной решетки, т.е. для электронов средней и большой энергий, следует основной вывод о необходимости учета зеркально отраженных пучков при решении задач дифракции электронов в кристаллах.

ОСЕСИММЕТРИЧНАЯ ЗАДАЧА ВОЗБУЖДЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОЙ ВОЛНЫ В ТОНКОЙ ПЛАСТИНЕ ИМПУЛЬСНЫМ ПУЧКОМ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ.

С.В.Блажевич¹⁾, М.Н.Бекназаров¹⁾, В.К.Гришин²⁾

¹⁾ Белгородский государственный университет, г. Белгород, Россия

²⁾ НИИЯФ МГУ, 119899 Москва, Россия

Рассмотрена динамическая задача возбуждения термоупругой волны при взаимодействии импульсного пучка электронов с тонкой пластиной. Решена осесимметричная задача для случая равномерного распределения тепловых источников по толщине пластины без учета теплопроводности материала пластины. Получены выражения для потенциала колебательной скорости для общего случая осесимметричной задачи, а также для некоторых конкретных функций радиального распределения тепловых источников. Проведенные численные расчеты формы акустического импульса сравнивались с данными эксперимента, выполненного на пучке релятивистских электронов. Полученные в работе результаты могут быть использованы в различных приложениях акустического эффекта взаимодействия релятивистских электронов с веществом.

К ВОПРОСУ О ВОССТАНОВЛЕНИИ СПЕКТРОВ ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗМЕРЕННЫХ В РАЗЛИЧНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ.

С.В.Блажевич¹⁾, М.Н.Бекназаров¹⁾, В.К.Гришин²⁾

¹⁾Белгородский государственный университет, 308015, г. Белгород, Россия

²⁾НИИЯФ МГУ, 119899, Москва, Россия

Обсуждаются методы оптимизации измерения спектров рентгеновского и гамма-излучения в различных экспериментальных условиях. Предлагаются конкретные решения этой проблемы. Особое внимание уделяется случаю очень низкой интенсивности сбора данных, когда за реальное время удается набрать очень малую статистику, и случаю очень высокой интенсивности, когда становится заметным эффект наложения событий регистрации фотонов. Представлен метод эффективного численного решения обратной задачи восстановления искаженного спектра.

ЭФФЕКТ ПОДАВЛЕНИЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ

В.А.Астапенко¹⁾, В.М.Буймистров²⁾, Ю.А.Кротов²⁾, Н.Н.Насонов³⁾

¹⁾ МФТИ, г. Долгопрудный, Россия

²⁾ НИИ Полюс, Москва, Россия

³⁾ Белгородский госуниверситет, г. Белгород, Россия

Рассеяние быстрой заряженной частицы в потенциале атомов мишени приводит к возникновению тормозного излучения. В последнее время было показано, что рассеяние псевдофотонов кулоновского поля этой частицы атомными электронами вызывает дополнительное излучение, получившее название “поляризационное тормозное излучение” (ПТИ). Следует отметить, что теоретическое описание ПТИ базируется в основном на модели взаимодействия быстрой частицы с изолированным атомом. Выполненные эксперименты с газовой мишенью показали, что в случае нерелятивистских налетающих электронов данная модель хорошо описывает экспериментальные данные. Однако, результаты измерений выхода излучения нерелятивистских электронов из твердотельных пленок находятся в разительном противоречии с традиционной теорией. Главный результат измерений – отсутствие вклада ПТИ в наблюдаемый выход излучения объясняется в настоящей работе на основе модели когерентного взаимодействия налетающего электрона с атомами мишени. Показано, что в рассматриваемом случае поликристаллической мишени наблюдаемый эффект объясняется подавлением некогерентной составляющей ПТИ вследствие периодического расположения атомов решетке и сдвигом когерентной составляющей в область малых частот, в которой измерения не проводились.

О ФОРМИРОВАНИИ ВЫХОДА ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

П.Н.Жукова, Н.Н.Насонов

Белгородский государственный университет, г. Белгород, Россия

Теоретически исследуется проблема определения основного физического механизма излучения, ответственного за формирование выхода параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) релятивистских электронов, пересекающих толстый кристалл. В рассматриваемом случае геометрии Лауэ выход определяется вкладом ПРИ и дифрагированного тормозного излучения (ДТИ). Показывается, что соотношение между вкладами указанных механизмов излучения существенно зависит от степени проявления двух классических электродинамических эффектов, известных в физике излучения как эффект Ландау-Померанчука-Мигдала и эффект Тер-Микаэляна. В условиях проявления эффекта Тер-Микаэляна диэлектрического подавления тормозного излучения спектр суммарного излучения мало отличается от спектра ПРИ, испускаемого электроном, движущимся по прямолинейной траектории (при этом многократное рассеяние приводит лишь к усреднению спектра по углам ориентации скорости электрона относительно отражающей плоскости). В области частот, в которой эффект Тер-Микаэляна отсутствует, спектр излучения резко зависит от ЛПМ-эффекта (или от степени искривления траектории электрона на длине формирования излучения). Показано, что в случае сильного многократного рассеяния выход излучения практически полностью определяется ДТИ.

РЕНТГЕНОВСКАЯ КОМПОНЕНТА ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ВБЛИЗИ ОСЕВОЙ ОРИЕНТАЦИИ СОВЕРШЕННЫХ МОНОКРИСТАЛЛОВ ВОЛЬФРАМА БОЛЬШОЙ ТОЛЩИНЫ

А.Н. Алейник¹⁾, А.Н. Балдин²⁾, Е.А. Богомазова¹⁾, И.Е. Внуков²⁾, Б.Н. Калинин¹⁾, Г.А. Науменко¹⁾, А.П. Потылицын¹⁾, А.Ф. Шарафутдинов¹⁾

¹⁾Научно исследовательский институт ядерной физики при Томском политехническом университете, г. Томск, Россия

²⁾Лаборатория радиационной физики, Белгородский государственный университет, г. Белгород, Россия

На Томском синхротроне с помощью кристалл-дифракционных спектрометров на основе кристаллов пиролитического графита с разрешением $\Delta\omega/\omega \sim 1\%$ и угловым захватом $\Delta\Omega \approx 2 \cdot 10^{-7}$ ср /1/ проведены измерения зависимости выхода фотонов и спектров излучения электронов с энергией 500 МэВ от угла разориентации оси <111> кристалла вольфрама толщиной 0.4 мм. Исследовался диапазон энергий фотонов $\omega \sim \gamma\omega_p \ll \omega_m$, где γ - лоренц-фактор, ω_p - энергия плазмона среды, а ω_m - характерная энергия излучения при осевом каналировании. Уменьшение толщины кристалла по сравнению с экспериментом /2/ ($T=1.7$ мм) привело к отсутствию провала в ориентационной зависимости выхода рентгеновских фотонов. Выход излучения для осевой ориентации оказался в 2.5-3 раза выше, чем для разориентированного кристалла. Проведено сравнение с результатами эксперимента /2/ и теорией /3/. Обсуждается возможность анализа мозаичности кристаллов по характеристикам рентгеновского и γ -излучения быстрых электронов в кристаллах большой толщины.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты 01-02-17471 и 03-02-16587), региональной научно-технической программы (грант ФРП 09-03) и программы внутренних грантов БелГУ (грант ВКГ 008-04).

ЛИТЕРАТУРА

1. Внуков И.Е., Калинин Б.Н., Киряков А.А. и др. // Известия ВУЗов Физика, 2001, т. 44, вып. 3, с. 71
2. Bogomazova E. et al. // Abstract V Int. Symp. RREPS-01, Sept. 10-14, 2001, Lake Aya, Altai Mountains, Russia, P.39
3. Kubankin A., Nasonov N., Zhukova P. // Physics Letters A, 2003, V. 317, p. 495

О НЕКОГЕРЕНТНОМ ИЗЛУЧЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛЕ

Н.Ф. Шульга ^{1,2)}, В.В. Сыщенко ²⁾, В.Г. Сыщенко ²⁾

¹⁾ Национальный Научный Центр «Харьковский физико-технический институт», Харьков, Украина

²⁾ Белгородский государственный университет, Белгород, Россия

Сечение излучения релятивистских электронов в кристалле распадается на сумму сечений когерентного и некогерентного излучения. Для электронов с энергией ~ 1 ГэВ в жесткой области спектра тормозного излучения вклад некогерентной части является определяющим.

В предлагаемом докладе с помощью развитой в /1/ процедуры моделирования некогерентного излучения, дополненной учетом влияния неоднородностей потенциала решетки на движение частиц, исследована ориентационная зависимость сечения некогерентного излучения быстрых электронов в кристалле. Результаты моделирования находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными /2/. При этом учет влияния неоднородностей потенциала решетки на траекторию электронов и, как следствие, эффекта деканализирования, позволил исследовать изменение характера ориентационной зависимости интенсивности некогерентного излучения с ростом толщины кристалла. Кроме того, исследована поляризация некогерентного излучения в данных условиях.

Работа частично поддержана грантом РФФИ (проект 03-02-16263).

ЛИТЕРАТУРА

1. N. F. Shul'ga, V. V. Syshchenko // Nucl. Instr. and Meth. B, 2004 (в печати).
2. V. M. Sanin et al. // Nucl. Instr. and Meth., 1992, B67, p. 251.

ОБ ЭФФЕКТАХ, СВЯЗАННЫХ С НЕДИПОЛЬНОСТЬЮ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ВЗАИ-
МОДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОНОВ УЛЬТРАВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ
С КРИСТАЛЛАМИ

В.П.Лапко, Н.Ф.Шульга

Институт теоретической физики им. А.И.Ахиезера
ННЦ “Харьковский физико-технический институт”, Харьков, Украина

При достаточно малых углах падения электронов ультравысоких энергий относительно одной из кристаллических осей существенными становятся эффекты, связанные с недипольностью излучения. В настоящей работе анализируются ряд особенностей процесса излучения электронов в кристалле связанных с эффектом недипольности излучения, такие как эффект подавления когерентного излучения в поле цепочки атомов кристалла, аналоги эффекта Ландау-Померанчука-Мигдала, магнитотормозной механизм излучения электронов в кристалле. Рассмотрены возможности применения к данной задаче формул теории синхротронного излучения и формул, описывающих излучение с траектории вида угла. Полученные на основе этих формул результаты сравниваются с результатами численных расчетов и с экспериментом.

Работа выполнена при частичной поддержке УНТЦ (проект 1746).

РЕГИСТРАЦИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В УСЛОВИЯХ ФОНА γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Бочек Г. Л., Косинов А. В., Кулибаба В.И., Мазиллов А. А., Маслов Н. И., Наумов С. В., Овчинник В. Д., Потин С. М.

ННЦ "Харьковский физико-технический институт", Харьков, Украина

Регистрация электронов и позитронов, рождающихся в мишени при взаимодействии с ней пучка высокоэнергетических электронов, происходит в условиях высокого фона гамма-излучения. Показано, что сдвоенный кремниевый детектор, работающий в режиме совпадений, можно использовать для регистрации заряженных частиц при наличии значительного фона γ -излучения.

Для проведения исследований по регистрации электронов в условиях фона γ -излучения разработан измерительный комплекс, включающий специальный сдвоенный кремниевый детектор, два зарядочувствительных преусилителя, два усилителя-формирователя, дискриминатор-формирователь стандартного сигнала, персональный компьютер со встроенным аналого-цифровым преобразователем. Создано программное обеспечение для измерительного комплекса и проведены исследования измерительного комплекса в режиме совпадений.

Исследования производились с использованием β -источника с максимальной энергией электронов 2.27 МэВ и изотопных гамма источников (см. рис.).

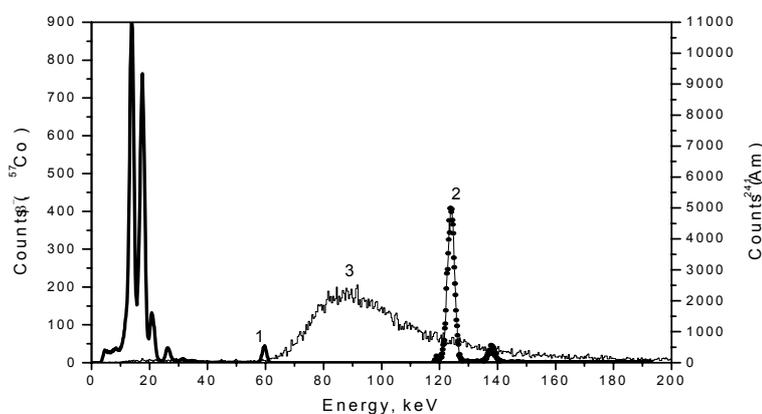


Рис. Результаты измерений одиночным детектором спектров γ -излучения изотопных источников Am^{241} (1), Co^{57} (2) и потерь энергии (3) электронов в Si детекторе толщиной 300 мкм.

В режиме быстрых совпадений импульсов от двух детекторов достигнуто разрешающее время для пары детекторов с размерами $6.5 \times 6.5 \text{ мм}^2$ – 70 нс, а для пары детекторов с размерами $2 \times 2 \text{ мм}^2$ – 30 нс. В результате экспериментальных исследований, показана возможность детектирования электронов в условиях фона γ -излучения. Сдвоенный кремниевый детектор можно применять также для выделения пучков электронов и других заряженных частиц с определенными угловыми характеристиками.

ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ПОЗИТРОНОВ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ В ПЛОСКОСТНОМ ПАРАБОЛИЧЕСКОМ ПОТЕНЦИАЛЕ

В.Ф. Болдышев, М.Г. Шатнев

Институт теоретической физики им. А.И. Ахиезера ННЦ ХФТИ, г. Харьков, Украина

В рамках предложенного недавно подхода /1-2/, выполнены подробные вычисления для излучения при плоскостном каналировании релятивистских позитронов в кристаллах.

В отличие от предыдущих расчетов, наши вычисления учитывают интерференцию между различными амплитудами переходов. Рассмотрение основано на том, что амплитуда данного процесса равна сумме амплитуд переходов из одного состояния в другое, для которых одинакова разница между соответствующими уровнями поперечной энергии позитрона в кристаллическом потенциале. Применимость такого подхода оправдана в данном случае тем, что для позитрона при плоскостном каналировании хорошей аппроксимацией для поперечного потенциала является парабола, где энергетические уровни эквидистантны /3/. Для позитронов с энергией 10 ГэВ проведены численные расчеты спектра, углового распределения и поляризации излучения в случае плоскостного каналирования в кристалле кремния. Результаты сравниваются с экспериментальными данными. Кратко обсуждается возможность использования развитого теоретического подхода в связи с генерацией данного типа излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Ф. Болдышев, М.Г. Шатнев //Труды XXXIII конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами.- М.: Изд-во Моск. Ун-та, 2003, с.61
2. В.Ф. Болдышев, М.Г. Шатнев //Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные Исследования. 2003, 4, с.64-66
3. D. S. Gemmell. //Rev. Mod. Phys., 46, 129, 1974

КОГЕРЕНТНОЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ БЫСТРЫХ ЗАРЯДОВ В УПОРЯДОЧЕННОЙ СРЕДЕ

В.К. Гришин

НИИ ядерной физики МГУ, Москва, Россия

Рассматривается практическая возможность наблюдения когерентного поляризованного тормозного излучения (ПТИ) быстрых зарядов в упорядоченной среде. ПТИ возникает при рассеянии собственного электромагнитного поля быстрых зарядов на атомных электронах среды. Когерентное ПТИ представляет низкочастотную область (в диапазоне энергии фотонов меньше 1-2 кэВ), где длина волны излучения становится настолько большой, что процесс радиации охватывает большое количество электронов среды, а интенсивность излучения резко повышается. Как результат – когерентное ПТИ сильно зависит от структуры распределения электронов среды. Анализируется влияние упорядоченности структуры вещества на характеристики когерентного пика ПТИ. Показано, что регулярность даже ближнего порядка приводит к резкому низкочастотному смещению когерентного пика, хотя его амплитуда возрастает пропорционально квадрату длины упорядоченности («эффект дифракционной решётки»). Поэтому, учитывая сильное самопоглощение мягких рентгеновских фотонов в веществе мишени, возможность наблюдения когерентного ПТИ, несмотря на возрастание амплитуды его пика, становится весьма проблематичной даже при слабой упорядоченности среды.

Помимо основного низкочастотного пика, в спектре ПТИ появляются дополнительные пики, соответствующие кратной 2π разности фаз фотонов, излучаемых на периодически повторяющихся участках мишени. Их амплитуда существенно меньше амплитуды основного пика, но также пропорциональна квадрату длины упорядоченности. В итоге, в регулярной среде в первую очередь резко возрастает первый дополнительный пик когерентности, соответствующий условию появления разновидности ПТИ – резонансного переходного излучения. Обсуждаются условия оптимизации условий экспериментального наблюдения предполагаемых эффектов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты 03-02-1658, 02-02-16941)

Часть III

**РАСSEЯНИЕ, РАСПЫЛЕНИЕ И ЭМИССИЯ ВТОРИЧНЫХ
ЧАСТИЦ**

СТАТИСТИКА ТВЁРДОФАЗНОЙ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ РАЗУПОРЯДОЧЕННЫХ ОБЛАСТЕЙ В КРЕМНИИ

А.И. Титов

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Россия

Одним из наиболее широко распространённых типов структурных нарушений в полупроводниках, возникающих при облучении ионами, являются включения аморфной фазы. Они образуются при бомбардировке тяжёлыми ионами в результате прямого перехода плотных каскадов смещений в аморфные разупорядоченные области (РО). Перекрытие таких РО приводит к возникновению аморфных слоёв (АС). Имплантация лёгких ионов также формирует АС в областях, где концентрация точечных дефектов превосходит пороговый уровень. Отжиг аморфных включений происходит в результате твёрдофазной эпитаксиальной кристаллизации. В случае АС скорость кристаллизации имеет Аррениусовский характер с единственной активационной энергией, равной 2.7 эВ для Si. В недавно опубликованной красивой работе /1/, где *in situ* изучалась кристаллизация индивидуальных РО в Si на установке, совмещающей ионный ускоритель, печь для отжига и просвечивающий электронный микроскоп высокого разрешения, обнаружено, что кинетика кристаллизации и времена отжига отдельных индивидуальных РО с одинаковыми размерами существенно различны. Авторы /1/ предложили объяснения подобного поведения РО при их отжиге, однако не учли одно существенное обстоятельство. Дело в том, что в рассмотренных случаях вероятность каждого события, приводящего к одному акту кристаллизации, заметно меньше единицы. Это значит, что велика должна быть и статистическая флуктуация этой вероятности. В докладе представлены результаты расчёта распределения вероятности последовательных актов кристаллизации для двух возможных её механизмов. В первом случае считается, что генерация дефектов, ответственных за кристаллизацию, происходит на границе аморфной и кристаллической фаз. Во втором - в прилегающей к этой границе области кристалла в предположении, что диффузионная длина этих дефектов заметно больше размеров РО. Для последнего механизма в рассмотренном приближении распределение вероятности переходит в стандартное распределение Пуассона. Показано, что с учётом данного обстоятельства, то есть «игры статистики», разброс времён жизни и кинетики отжига индивидуальных РО одинаковых исходных размеров может быть весьма большим независимо от механизма кристаллизации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Donnelly S.E., Bitcher R.C., Vishnyakov V.M., Carter G.//Appl. Phys. Let. 2003.V.82. P.1860

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО ФОРМИРОВАНИЯ АМОРФНО-НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СЛОЕВ В КРЕМНИИ ПРИ ИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

А.Н. Михайлов, Ю.А. Менделева, Р.Г. Ершов, Д.И. Тетельбаум

Научно-исследовательский физико-технический институт Нижегородского государственного университета имени Н.И. Лобачевского, Н. Новгород, Россия

Кремний, будучи непрямозонным полупроводником, обладает плохими люминесцентными свойствами. Одним из путей преодоления этого недостатка является формирование нанокристаллов (НК). Ранее /1-2/ нами был предложен способ наноструктурирования Si путем облучения тяжелыми ионами с дозами, при которых внутри аморфизованного слоя сохраняются нанокристаллические включения. Было установлено, что в этой области доз спектры фотолюминесценции (ФЛ) Si можно интерпретировать, как излучение НК, окруженных аморфной матрицей. В настоящей работе выполнено моделирование формирования аморфных слоев с нанокристаллическими включениями методом Монте-Карло более точно, чем это было сделано ранее /2/.

Облучаемый объем делился на ячейки размером $2 \times 2 \times 2$ нм³. Падение на поверхность ионов моделировалось случайным образом, а координаты генерируемых ими вакансий определялись с помощью программы TRIM. Ячейка считалась «аморфизованной», когда концентрация вакансий в ней достигала заданного критического значения (10% от концентрации атомов Si). Учитывался «самоотжиг» дефектов, степень которого зависела от массы иона. Результирующее распределение «аморфизованных» и «кристаллических» ячеек в слое заданной глубине давало информацию о доле объема, занимаемого аморфной фазой, размерах и площадях поверхности кристаллических областей (границ НК/a-Si). Сравнение с экспериментальными дозовыми зависимостями интенсивности ФЛ и концентрации спинов с $g = 2,0055$ (из данных ЭПР) проводилось в предположениях, что интенсивность пика ФЛ при ~ 750 нм (характерного для НК Si) пропорциональна количеству таких областей с размерами 2-5 нм, окруженными аморфной матрицей, а вклад в ЭПР дают оборванные связи, локализованные в объеме аморфных областей и на границах раздела НК/a-Si. При этих предположениях расчеты согласуются с экспериментальными данными.

Работа выполнена при поддержке программы Минобразования РФ «Научные исследования высшей школы в приоритетных направлениях науки и техники» (подпрограмма 205).

ЛИТЕРАТУРА

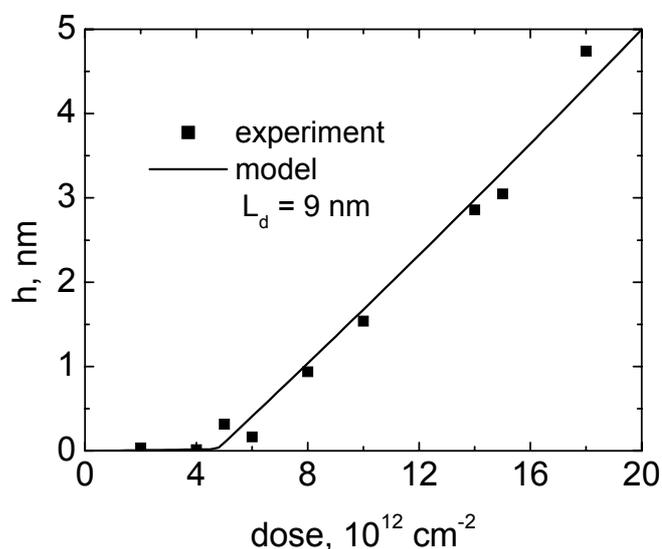
1. Тетельбаум Д.И., Шенгуров В.Г. и др. // Поверхность. 1998. №5. С.34.
2. Тетельбаум Д.И., Трушин С.А. и др. // Известия РАН. Сер. физ. 2000. Т.64. №11. С.2168.
3. Tetelbaum D.I., Ezhevskii A.A. et al. // Mat. Sci. Eng. B. 2003. V.101. No.1-3. P.279.

КИНЕТИКА РОСТА ПОВЕРХНОСТНОГО АМОРФНОГО СЛОЯ ПРИ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОМ ОБЛУЧЕНИИ КРЕМНИЯ БЫСТРЫМИ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

А.Ю. Азаров

Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Россия

Ранее /1/ методом резерфордовского обратного рассеяния в сочетании с каналированием было исследовано накопление дефектов при низкотемпературном облучении Si ионами Bi с энергией 0.5 МэВ. Было показано, что накопление дефектов имеет бимодальный характер, т.е. наряду с объемным, наблюдается поверхностный пик дефектов. Обычно подобный поверхностный пик дефектов соответствует тонкому полностью аморфному слою (АС). Толщина этого поверхностного АС h оценивалась в данной работе путем сравнения реального спектра с результатом свертки модельной и аппаратной функций. Также учитывалось наличие естественного поверхностного



слоя SiO_2 . Зависимость толщины поверхностного АС от дозы облучения Φ показана на рисунке точками. Видно, что h растет с ростом Φ , причем эффективный рост h начинается при достижении определенной пороговой дозы облучения. Ранее нами была предложена модель, описывающая кинетику роста АС при облучении Si легкими медленными ионами при комнатной температуре /2/. Предполагалось, что рост АС происходит за

счет миграции и последующего захвата на межфазной границе Si-SiO₂ генерируемых ионами мобильных точечных дефектов, а величина пороговой дозы определяется концентрацией насыщаемых стоков, изначально присутствующих в образце. Результат расчетов, выполненных на основании подобной модели, представлен на рисунке кривой, где также показано значение диффузионной длины, с которой проводился расчет. Хотя миграция точечных дефектов при температуре жидкого азота должна быть существенно подавлена, видно, что рассматриваемая модель удовлетворительно описывает ход экспериментальной зависимости.

ЛИТЕРАТУРА

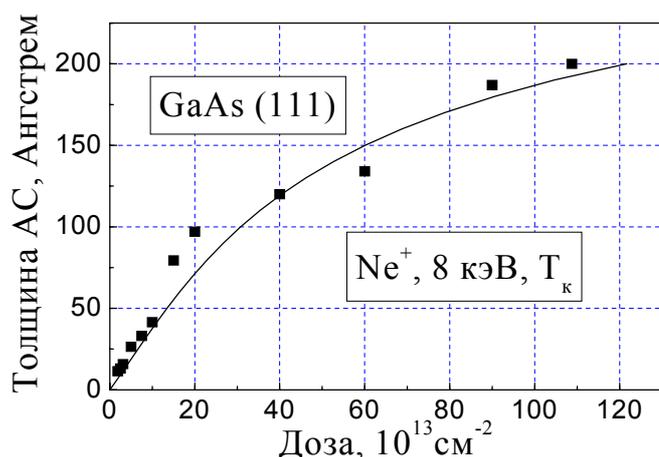
1. Titov A.I., Kucheyev S.O., Belyakov V.S., Azarov A.Yu. // J. Appl. Phys. 2001. v. 90, p. 3867.
2. Титов А. И., Азаров А. Ю., Беляков В.С. // ФТП, 2003. т. 37, с. 358.

НАКОПЛЕНИЕ ДЕФЕКТОВ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МЕДЛЕННЫМИ ИОНАМИ

А.Ю.Азаров, В.С.Беляков

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

В работе исследовалось накопление структурных нарушений в GaAs, облучаемом ионами Ne^+ и Ar^+ с энергиями 4-8 кэВ при температурах в диапазоне от комнатной (T_k) до 300^0 С. Показано, что во всех случаях накопление дефектов имеет явно выраженный гетерогенный характер. Уже при малых дозах облучения (намного меньших, чем требующиеся для аморфизации сплошного слоя, толщина которого совпадает с областью выделения энергии ионов в упругих соударениях) образуется тонкий аморфный слой (АС) около самой поверхности, который постепенно расширяется при дальнейшем росте дозы. В [1] нами была предложена модель, которая хорошо количественно описывала подобное же накопление структурных нарушений для



Дозовая зависимость толщины АС. Точки - экспериментальные данные; сплошная линия – расчет

различных случаев облучения кремния ионами небольших энергий. В данной работе эта модель была использована для расчета скорости роста толщины АС в облучаемом GaAs. Между расчетными и экспериментальными результатами согласие оказалось хорошим. На приведенном рисунке, в качестве примера, показана дозовая зависимость для случая облучения ионами Ne^+ с энергией 8 кэВ при T_k . Обнаружено, что скорость роста аморфного слоя сильно уменьшается при превышении T_k всего на несколько десятков градусов. Это объясняется влиянием интенсивного динамического отжига генерируемых дефектов, протекающего в GaAs во время облучения уже при не очень высоких температурах [2]. Обнаружено также, что после конца облучения при T_k протекает небольшой обычный термический отжиг введенных структурных нарушений с характерным временем отжига порядка 5 минут.

ЛИТЕРАТУРА

1. Титов А.И., Азаров А.Ю., Беляков В.С. // ФТП, 2003. Т.37, с.358.
2. Brown R.A., Williams J.S. // Phys. Rev. B. 1997. V.55. P. 12852.

ОСОБЕННОСТИ ИОННО-ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ГРАФИТА

А.М.Борисов¹⁾, Е.С.Машкова¹⁾, А.С.Немов¹⁾, Е.А.Питиримова²⁾

¹⁾НИИ ядерной физики МГУ, Москва, Россия

²⁾Физический факультет Нижегородского государственного университета им. Н.И.Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

В настоящей работе представлены результаты исследования температурных зависимостей коэффициента γ ионно-электронной эмиссии поликристаллического графита марки РОСО-AXF-5Q при различных углах падения ($\theta = 0 - 80^\circ$) ионов Ag^+ энергии 30 кэВ при динамически равновесных условиях, когда γ перестает зависеть от флуенса облучения ($10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-2}$). Диапазон изменения температуры, при которой происходит облучение – от комнатных до $\sim 400^\circ\text{C}$. Зависимости $\gamma(T)$ были найдены немонотонными в отличие от соответствующих зависимостей для поликристаллических металлов (в частности, для меди), для которых γ практически не зависит от температуры вплоть до температуры плавления мишени. При падении ионов вблизи нормали к поверхности зависимость $\gamma(T)$ при увеличении температуры обнаруживает скачок (увеличение) выхода электронов при температуре $T_a = 150-200^\circ\text{C}$, т.е. зависимость, типичную для кривых отжига радиационных нарушений. При наклонном падении ($\theta > 30^\circ$) температурная зависимость становится еще более сложной, появляется максимум при температуре $T_p = 100^\circ\text{C}$. Анализ структуры облученных поверхностей при помощи дифракции быстрых электронов (50 кэВ) на отражение показал, что при комнатных температурах картина дифракции типична для разупорядоченной поверхности – наблюдается характерное гало, при температурах выше T_a – картина дифракции подобна картине для исходной (необлученной) поверхности поликристаллического графита. Анализ, основанный на теории кинетической ионно-электронной эмиссии Парилиса-Кишиневского [1], показывает, что характер зависимости $\gamma(T)$ связан с увеличением длины свободного пробега вторичных электронов и вероятности их выхода при упорядочении структуры решетки графита в результате отжига радиационных нарушений. Обсуждается также влияние топографии мишени, развивающейся при высокодозном облучении, которая была исследована при помощи растровой электронной микроскопии и лазерной гониофотометрии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Parilis E.S. et al. Atomic Collisions on Solid Surface. Chap.11. - Elsevier, North-Holland, 1993.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИОННО-ИНДУЦИРОВАННЫХ СТРУКТУРНЫХ СОСТОЯНИЙ В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОМ ГРАФИТЕ

Л.Д.Богомолова, А.М.Борисов, В.С.Куликаускас, Е.С.Машкова, А.С.Немов,
В.В.Тарасова

НИИ ядерной физики МГУ, Москва, Россия

Анализ угловых и температурных зависимостей коэффициента ионно-электронной эмиссии при высокодозном облучении ионами N_2^+ энергии 30 кэВ графита марки МПГ-8 [1] позволяет предположить наличие различных структурных состояний, индуцированных ионным облучением, в различных температурных интервалах: $T < 50^\circ C$ (РТ), $50 < T < 200^\circ C$ (МТ) и $T > 300^\circ C$ (НТ). В настоящей работе проведен сравнительный анализ кристаллической структуры, элементного состава, дефектов электронной структуры и морфологии поверхностного слоя графита МПГ-8 в диапазоне температур 15 – 400 $^\circ C$. Найдено, что картины дифракции быстрых электронов на отражение для случаев облучения при РТ- и МТ-температурах практически одинаковы и соответствуют аморфизированному состоянию поверхностного слоя. Облучение при НТ-температурах показывает картины дифракции, близкие к наблюдающимся для необлученного графита. По данным спектрометрии РОР элементный состав для случаев облучения при РТ и МТ-температурах практически одинаков и форма профиля распределения имплантированного азота соответствует стандартному расчетному профилю (концентрация азота составляет 20 ат.%), при облучении при НТ-температурах наблюдается диффузионное расплывание профиля имплантации и уменьшение концентрации азота в два раза. По данным РЭМ и лазерной гониофотометрии наиболее развитая топография поверхности наблюдается при $T > 300^\circ C$, наименее развитая – при средних (МТ)-температурах. Исследование при помощи ЭПР показало существенные различия структуры парамагнитных дефектов в модифицированных слоях МПГ-8. При комнатных температурах наблюдаются как дефекты, типичные для углерода, так и центры, возникающие при взаимодействии атомов углерода с тремя ядрами азота ^{14}N (аналоги К-центров в Si_3N_4), сверхтонкая структура (СТС) спектра ЭПР при этом содержит семь компонент. При МТ-температурах семикомпонентная СТС остается, но вклад ее в полный спектр уменьшается на порядок, а вместо углеродных дефектов появляются графитоподобные дефекты. При НТ-температурах наблюдаются только графитоподобные дефекты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Borisov A.M., Mashkova E.S., Nemov A.S. // Vacuum. 2004. V.73/1, P.65.

АНАЛИТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАСПЫЛЕННЫХ АТОМОВ: СДВИГ ГРАНИЦЫ ОБЛАСТИ ТЕНИ ПРИ МАГНИТНОМ ФАЗОВОМ ПЕРЕХОДЕ

В.Н. Самойлов, И.Б. Гурко, А.П. Башмаков, А.С. Судоргин, Д.К. Шестаков

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

В работе продолжено исследование функции распределения распыленных атомов по полярному углу и энергии. Расчеты были проведены в рамках аналитической модели [1]. Рассматривалась эмиссия атомов из узла на поверхности грани (001) Ni в азимутальных направлениях $\langle 110 \rangle$. Функция распределения в случае начального распределения Томпсона–Зигмунда $F_0(\cos \vartheta_0, E_0) = \cos \vartheta_0 / E_0^2$ была получена в виде:

$$F_e(\cos \vartheta_e, E_e) = \frac{E_e \cos \vartheta_e}{(E_e + E_b)^3} \left\{ 1 + \frac{(k-S)(kS-1)k^2(1-S^2)}{S(1+k^2-2kS)^3} \right\} \quad \text{при } kS - 1 > 0; \quad (1)$$

($F_e(\cos \vartheta_e, E_e) = 0$ при $kS - 1 < 0$), где S определяется выражением:

$$S = \cos \vartheta_i = \frac{(E_e \cos^2 \vartheta_e + E_b)^{1/2}}{(E_e + E_b)^{1/2}}; \quad (2)$$

k – отношение межатомного расстояния l к диаметру D взаимодействующих частиц.

В [2, 3] было показано, что в рамках настоящей модели для энергий, больших некоторой критической (~ 5.50 эВ), наблюдается полное отсутствие распыленных атомов в конусе тени от ближайших рассеивающих атомов поверхности, угловые размеры которого зависят от энергии распыленных атомов. Показано, что область тени при переходе мишени из парамагнитного (p) в ферромагнитное (f) состояние уменьшается. Нам удалось найти выражение для границы области тени в области низких энергий в f-состоянии (при $\cos \vartheta_e = \text{const}$) в виде разложения по двум малым параметрам:

$$E_{ef} = E_{ep} \left\{ 1 + 2\alpha (1 + E_{ep} / E_{bp}) / (k_p^2 - 1) + \beta \right\}. \quad (3)$$

Одним из них является относительное уменьшение жесткости потенциала отталкивания при p–f переходе, а вторым – относительное увеличение энергии связи атомов на поверхности: $D_f = D_p(1 - \alpha)$, $E_{bf} = E_{bp}(1 + \beta)$, $\beta \cong 0,05$. Здесь $k_p = 1 / D_p$. Также обсуждаются полученные сдвиги характеристических точек границы области тени при p–f переходе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Korsakova O.S., Samoilov V.N. et al. // Proc. 7th European Conf. on Applications of Surface and Interface Analysis. Goteborg, Sweden, 16-20 June 1997. P. 860-863.
2. Самойлов В.Н. и др. // Тезисы докл. XXXI Международ. конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Москва, 28-30 мая 2001. С. 84.
Самойлов В.Н. и др. // Тезисы докл. XXXII Международ. конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Москва, 27-29 мая 2002. С. 107.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЭРОЗИИ ПОВЕРХНОСТИ МЕТАЛЛОВ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ N-АТОМНЫМИ КЛАСТЕРАМИ ($N=1\div 55$)

Е.Е. Журкин, А.С. Колесников, В.Ф. Космач

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

В данной работе продолжено изучение процессов воздействия пучков ускоренных атомарных кластеров на поверхность металлов. С помощью методов численного моделирования исследовалось дефектообразование и эволюция микрорельефа поверхности граней (111) Cu и Ni при бомбардировке атомарными ионами и кластерами Cu_N и Ni_N ($1\leq N\leq 55$). Моделирование выполнено в рамках метода классической молекулярной динамики /1,2/ с использованием многочастичного потенциала межатомного взаимодействия, базирующегося на приближении второго момента модели сильной связи /3÷5/. Короткодействующая часть потенциала скорректирована для адекватного учета близких соударений высокоэнергетичных атомов.

В результате проведенного моделирования показано, что бомбардировка кластерами, содержащими более десяти атомов (при фиксированной энергии на один налетающий атом $E/N=500$ эВ/атом), приводит к образованию микрократера, окруженного ободком надповерхностных атомов, в то время как после удара кластеров меньшего размера в приповерхностной области мишени с наибольшей вероятностью формируются лишь скопления вакансий и надповерхностных атомов. Показано, что процесс образования кратера на поверхности облучаемой мишени тесно коррелирует с эффектами нелинейности при распылении, которые обусловлены возникновением плотного каскада атомных соударений и пост-каскадного “теплового пика”. В работе также обсуждается влияние энергии и массы налетающих частиц на формирование рельефа поверхности и дефектообразование в облучаемой мишени.

ЛИТЕРАТУРА

1. Zhurkin E.E., Kolesnikov A.S.//Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res.B. 2002 V.**B193**(1-4), p. 822.
2. Zhurkin E.E., Kolesnikov A.S.//Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res.B, 2003, V.**B202**, p. 296
3. Cleri F., Rosato V.//Phys.Rev.B. 1993. V.**48**, N 1, p. 22.
4. Gao F., Bacon D., Ackland G.// Phil. Mag. 1993 V. **A67**, № 2. p. 275.
5. Hou M., Pan Z.-Y.//Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. **B**, 1995, V.**102**, p. 93.

СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭМИССИИ ОЖЕ-ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ МОНОКРИСТАЛЛОВ ПУЧКОМ ИОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ

А.А. Алиев, Т. Кадыров, А. Абдувайитов

Институт электроники АН РУз, Ташкент, Узбекистан

Исследована зависимость эмиссии оже-электронов, образующихся при бомбардировке граней (100) и (110) монокристаллов (W, Mo, Si, Ag, Cu) от угла падения пучка ионов (Ar^+He^+ , Rb^+ , Na^+) и электронов в области энергии от 5-до 15 кэВ. Изучалось также изменение интенсивностей оже-пиков атомов самого кристалла и его примесных атомов в зависимости от азимутального угла поворота кристалла.

Было показано, что когда направление ионов совпадает с определенной низкоиндексной осью кристалла интенсивность оже-пика атомов последнего уменьшается, что связано с проявлением эффекта каналирования ионов в кристалле, который приводит к увеличению глубины проникновения их в кристалл, и, соответственно, к затруднению эмиссии из глубины слоев кристалла. В случае бомбардировки граней монокристаллов электронным пучком обнаруженный эффект наблюдается в обратном порядке, т.е., когда направление пучка электронов совпадает с низкоиндексной осью кристалла, интенсивность оже-пика атома монокристалла растет. Это, по нашему мнению, обусловлено эффективным поглощением электронов пучком кристаллов, что приводит к увеличению вероятности возбуждения атомов кристалла и способствует, очевидно, росту эмиссии оже-электронов от атомов монокристалла. Эта анизотропия, по нашему мнению, должна проявляться с еще большей силой, если пучности блоховской плоской волны электронов совпадает с осями (каналами) кристалла.

Было обнаружено, что, когда в объеме монокристалла присутствуют тяжелые примесные атомы (O, S, Zn, Fe и др.), то совпадение направления пучка бомбардирующих кристалл ионов с низкоиндексной осью кристалла приводит к росту интенсивностей оже-пиков примесных атомов. Мы объясняем этот эффект упорядоченным расположением примесных атомов в объеме кристалла, например в октаэдрических, тетраэдрических, и трездрических позициях в элементарной ячейке в ОЦК решетки. Путём сравнительного исследования нами было показано, что при бомбардировке кристалла ионным пучком оже-пик атома кристалла раздваивается, и в спектре появляются сателлитные оже-пики. Раздвоение оже-пика атома твердого тела мы склонены объяснять оже-релаксацией распыленных ионов с поверхности.

ОБРАЗОВАНИЕ УПОРЯДОЧЕННЫХ СТРУКТУР ПРИ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

Лозован А.А., Щитов Н.Н.

МАТИ - Российский государственный технологический университет им. К.Э. Циолковского, Москва, Россия

Уже довольно давно было обнаружено, что при определенных режимах ионно-плазменной обработки материалов в них может происходить естественное упорядочение, аналогичное фазовому переходу. Это естественное упорядочение может проявляться как в перестройке структуры на наноуровне, так и в возникновении квазипериодического микрорельефа на поверхности различных материалов. Известно, что эволюция свойств материала, подвергаемого ионному облучению, за пределами области торможения первичных ионов может быть описана в рамках теории фазовых переходов Гинзбурга – Ландау. Было обнаружено, что в некотором интервале радиационных параметров - интегральных доз, температур мишени и интенсивностей потока образуются особые состояния вещества с необычными свойствами. В матрице появляются малые - 3-4 нм - кластеры, занимающие значительную часть объема; в некоторых случаях зарегистрированы пространственно-организованные структуры, причем пространственное упорядочение в них наблюдается на различных масштабных уровнях (методами как оптической, так и электронной микроскопии). Эти эффекты сопровождаются сильным изменением свойств материала в области существования данного состояния, причем изменяются свойства как ионной, так и электронной подсистем металла.

Возникновение квазипериодического микрорельефа при облучении ионами наблюдалось в /1 – 3/. В /1/ изучалась морфология поверхности углеродного волокна после обработки ионами азота. С увеличением дозы облучаемых ионов азота на поверхности образуется регулярный поверхностный микрорельеф из чередующихся окружностей в виде впадин и выступов, перпендикулярных оси волокна. В /4/ наблюдали трехмерные новообразования на поверхности катода в плазме тлеющего и магнетронного разряда. Авторы наблюдали помимо конусоподобных еще и трубчатые новообразования, а также новообразования в виде листов. Несмотря на отсутствие прямого указания на упорядоченный характер микрорельефа в /2/, материалы, представленные в /3/, косвенно подтверждают его квазипериодический характер. В данном докладе для объяснения возникновения квазипериодического микрорельефа предлагается модель, в основном коррелирующая с выводами /1/ с точностью до учета вклада поверхностной энергии.

Л И Т Е Р А Т У Р А

2. Лигачева Е.А., Лигачев А.Е., Сохорева В.В. Морфология поверхности углеродного волокна после обработки ионами азота//Взаимодействие излучений с твердым телом: Материалы V международной конференции. – Минск, Беларусь: БГУ. 2003.- с. 270-271.
3. Бобков В.В., Алимов С.С., Слюсаренко Ю.В., Старовойтов Р.И. Трехмерные новообразования на поверхности катода в плазме тлеющего и магнетронного разрядов // Взаимодействие ионов с поверхностью: Материалы 16-й международной конференции – М.: «МАИ». 2003. т.2, -с. 310-313.
4. Беграмбеков Л.Б., Захаров А.М. Развитие рельефа поверхности металлов при ионной бомбардировке // Быстрозакаленные материалы и покрытия: Материалы 2-й Всероссийской научно-технической конференции – М.: «МАТИ» - РГТУ им. К.Э. Циолковского. 2003.

ОТРАЖЕНИЕ ИОНОВ N^+ ОТ МЕДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ МАЛЫХ УГЛАХ СКОЛЬЖЕНИЯ

Н.В. Новиков, Я.А. Теплова, Ю.А. Файнберг

НИИ ядерной физики МГУ, Москва, Россия

Энергетическое и угловое распределение ионов N^+ с энергией $E_0=300$ кэВ, отраженных от медной поверхности, исследовано теоретически при небольших углах скольжения. Моделирование методом Монте-Карло выполнено как с помощью TRIM, так и разрабатываемой нами программы MCIT (Monte Carlo for Ion Transport) /1/. Обе модели качественно описывают уменьшение полного числа отраженных ионов с увеличением угла скольжения, что согласуется с экспериментом. Энергетические распределения при фиксированном угле рассеяния в этих моделях отличаются.

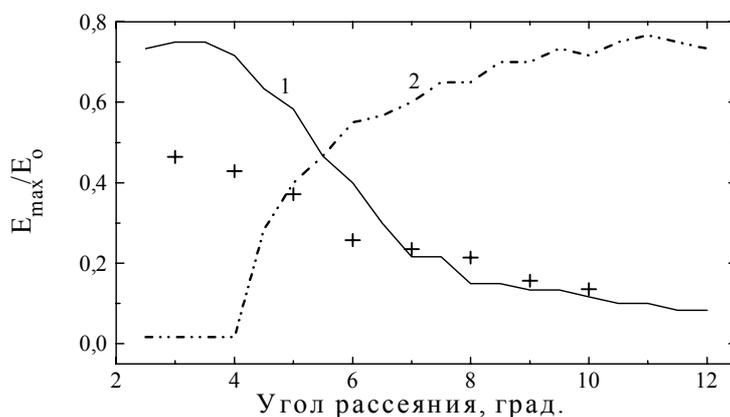


Рис.1 Положение максимума в энергетическом распределении отраженных медной поверхностью ионов N^+ с энергией $E_0=300$ кэВ при угле скольжения 2° . 1,2 - результаты расчетов по MCIT и TRIM соответственно, + - экспериментальные данные /2/

На рис.1 приведена зависимость параметра E_{\max} , характеризующего положения максимума в энергетическом распределении отраженных ионов N^+ , падающих при угле скольжения 2° на медную поверхность. Результаты расчетов по MCIT и экспериментальные данные указывают на уменьшение E_{\max} с увеличением угла рассеяния. Расчеты по TRIM, наоборот, дают увеличение E_{\max} с увеличением угла рассеяния.

ЛИТЕРАТУРА

1. Новиков Н.В., Теплова Я.А., Файнберг Ю. А. // Поверхность, 2003, N9, с.47.
2. Файнберг Ю.А., Теплова Я.А. // Материалы XVI межд. конф., ВИП-2003 Взаимодействие ионов с поверхностью, М. Изд.-во МАИ, 2003, с.303.

РАСПЫЛЕНИЕ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ОБРАЗЦОВ ВЕ И W ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ДВУХКОМПОНЕНТНЫМ ПУЧКОМ ИОНОВ ($\text{He}^+ + \text{Ar}^+$) СО СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИЕЙ 10 КЭВ

Б.А. Калинин, Н.В. Волков, Д.Н. Алтухов, И.В. Олейников
Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия

Известно, что материал первой стенки будет подвергаться одновременному воздействию ионов различных энергий и масс (изотопы водорода и гелия, тяжелые атомы примесей – загрязнений). Энергетически спектр этих ионов (атомов) будет непрерывным в интервале энергий 0,1 - 20 кэВ.

В настоящей работе представлены данные изменения коэффициентов распыления S_p поликристаллических образцов Ве и W, развития топографии поверхности на них в условиях, имитирующих поступление примесей на них (C, Fe, Mo) при облучении полиэнергетическим пучком ионов $\text{He}^+ + \text{Ar}^+$. Облучение выполнено на установке, формирующей ионный пучок ионов с гауссоподобным энергетическим спектром в интервале энергий 1-17 кэВ. Ток пучка составлял 100 мА/см^2 , температура образцов была 50-100 и 500-550 °С, давление остаточных газов было меньше $(7-15) \times 10^{-7} \text{ Па}$, доза облучения $(1-5) \times 10^{18} \text{ ион/см}^2$. Величина коэффициента распыления измерялась методом фотометрии осажденного слоя на специальном коллекторе и методом ступеньки. Погрешность измерений S_p не превышала $\pm 30\%$ для различного относительного содержания $\text{He}^+ + \text{Ar}^+$, где Ar^+ ионы имитируют бомбардировку тяжелыми атомами (атомов распыленных материалов разрядной камеры).

Результаты измерений S_p показали, что при распылении Ве и W максимальное отклонение от расчетного значения наблюдается, когда содержание ионов He^+ в пучке находится на уровне 70 - 90 %. При меньшей величине коэффициенты распыления могут быть определены с хорошей точностью для обеих температур облучения 50-100 и 500-550 °С как $S_p = C_{\text{He}}S_p(\text{Me-He}) + C_{\text{Ar}}S_p(\text{Me-Ar})$, где Me - материал образца (Ве или W).

Состояние поверхности облученных образцов свидетельствует об увеличении ее неоднородности при низких температурах облучения. При высокой температуре облучения она имеет волнистый характер, и ее параметры незначительно изменяются в зависимости от различного содержания He, Ar в пучке.

О РАСЧЕТЕ УПРУГОГО СЕЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ В ЗАДАЧАХ РАДИАЦИОННОГО ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ

К. В. Потатий, А. И. Купчишин, А. А. Жапаков

Казахский национальный педагогический Университет им. Абая

При взаимодействии излучения с твердыми телами образуются каскады атом - атомных смещений. При этом в каскадах смещений вакансии и межузельные атомы будут распределены определенным образом друг относительно друга (на динамической стадии повреждения). В связи с этим необходимо знать среднее расстояние между вакансиями и межузельными атомами, так как в дальнейшем дефекты будут рекомбинировать за счет имеющейся зоны неустойчивости, существующей вокруг каждой вакансии. При аналитическом расчете, а также при машинном моделировании каскада атом - атомных смещений обычно используется сечение упругого рассеяния. Однако при этом не устанавливаются строго границы применимости приближения твердых сфер или малоуглового приближения. В связи с этим возможны различные выводы о динамике проходящего каскада. В настоящей работе предлагается общий подход для определения критериев применимости указанных приближений.

Воспользуемся способом, предложенным в работе [1], используя который и разлагая подинтегральную функцию в ряд Тейлора, можно получить соответствующие приближения. Для малоуглового приближения, нами получено общее выражение для угла рассеяния φ :

$$\varphi_{02} = \frac{U(r_{\min})\rho}{E_1 \sqrt{r_{\min}^2 - \rho^2}} + \frac{\rho}{E_1} \int_{r_{\min}}^{\infty} \frac{1}{\sqrt{r^2 - \rho^2}} \frac{dU}{dr} dr, \quad (1)$$

где ρ - прицельный параметр, $U(r)$ – потенциал межатомного взаимодействия, E_1 – кинетическая энергия ПВА в лабораторной системе координат, r_{\min} – расстояние максимального сближения, которое находится из соответствующего уравнения.

Как видно, это выражение отличается от известного малоуглового приближения и переходит в него при $r_{\min} = \rho$ и поэтому допускать, что $r_{\min} = \rho$ не всегда оправдано, поскольку может оказаться, что первый член сравним или превышает второй.

Из выражения (1) с использованием кулоновского потенциала вытекает следующее неравенство:

$$\frac{\rho^2}{r_{\min} \sqrt{r_{\min}^2 - \rho^2}} \geq 1 - \sqrt{1 - \rho^2 / r_{\min}^2}$$

или:

$$r_{\min} \geq \sqrt{r_{\min}^2 - \rho^2}.$$

Таким образом, при расчете угла рассеяния для случая использования кулоновского и других потенциалов необходим учет отличия r_{\min} от ρ , что, в конечном счете, приводит к изменению результата от десятков процентов до нескольких раз.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д. Лифшиц Е.М. Механика. Теоретическая физика, т.1 -М.:Наука, 1973, с. 216

ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В МЕТАЛЛАХ, ОБЛУЧЕННЫХ ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

А.А. Купчишин, А.И. Купчишин, Ф.Ф. Комаров, Т.А. Шмыгалева
Казахский национальный педагогический университет им. Абая,
Алматы, Казахстан

В работе изучены закономерности поведения каскадно-вероятностных функций с учетом потерь энергии для ионов. Аппроксимационное выражение для модернизированного сечения, входящее в рекуррентное соотношение для КВФ ионов, выглядит следующим образом:

$$\sigma(h) = \sigma_0 \left(\frac{1}{a(E_0 - kh)} - 1 \right),$$

где σ_0 , a , E_0 , k - параметры аппроксимации, h - глубина. Выявлены особенности подбора аппроксимационных выражений, показаны пути устранения возникающих сложностей. Разработаны алгоритмы расчета каскадно-вероятностных функций (КВФ) с учетом потерь энергии для ионов, концентрации радиационных дефектов с использованием КВФ.

Проанализировано нахождение области результата КВФ для тяжелых ионов. Находится значение параметра $h/\lambda \approx n$. При малом атомном весе налетающей частицы и малых глубинах максимальное значение КВФ достигается примерно при h/λ . С увеличением атомного веса налетающей частицы область нахождения результата смещается влево относительно h/λ и сужается. При большом атомном весе налетающей частицы максимальное значение КВФ смещается влево относительно h/λ уже при малых глубинах, а при больших глубинах результат находится в узкой области (меньше 1%, серебро, золото). Самая узкая область результата получается при большом атомном весе налетающей частицы и малой мишени на конце пробега и достигает сотых долей процентов. При этом время счета сильно растет. Например, для золота в кремнии при $E_0=1000$ МэВ и $h=0.001$ см область результата сужается до 0.09%.

Нахождение области результата концентрации радиационных дефектов при ионном облучении позволило выявить следующие закономерности:

1. При большом атомном весе налетающей частицы и малом мишени очень сильно возрастает время счета и достигает нескольких часов.
2. С увеличением атомного номера налетающей частицы интервал области результата значительно смещается вправо и растет, значение концентрации в точке максимума и сами значения концентраций сильно увеличиваются.
3. При большом атомном весе налетающей частицы и мишени резко возрастают значения концентрации, и увеличивается время счета.

ИНТЕГРАЛЬНОЕ УРАВНЕНИЕ ДЛЯ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАСПЫЛЕННЫХ АТОМОВ ПО ЭНЕРГИЯМ

А. И. Толмачев

Средняя школа № 767, г. Москва

Теоретический расчет функции распределения распыленных атомов по энергиям $f(E)dE$ основывается на решении транспортного уравнения Больцмана /1/. Согласно теории Зигмунда, не учитывающей влияние поверхности мишени, распределение имеет вид $f(E)dE \sim E^{-2}dE$. Учет поверхности в теории Вальдеера – Урбасека привел к распределению $f(E)dE \sim E^{-2} [\ln (E_0 /E)]^{-3/2}dE$, где E – энергия распыленных атомов, E_0 – энергия ионов. Оба результата справедливы при малых энергиях атомов, $E \ll E_0$. В теории /2/ было получено решение задачи для всего диапазона энергий, $0 < E \leq E_0$. При этом энергетическое распределение определялось в результате приближенного обратного преобразования Меллина от функции, найденной из решения уравнения Больцмана. В настоящей работе сформулировано нелинейное интегральное уравнение, решение которого эквивалентно определению обратной трансформанты Меллина. Энергетическое распределение может быть получено с любой точностью путем численного решения интегрального уравнения. Численные расчеты оказываются достаточно простыми, так как уравнение содержит двойное интегрирование, а не четырехкратное, что имеет место при определении углового распределения отраженных частиц в теории /3/. В частном случае взаимодействия по закону твердых сфер решение может быть представлено в аналитической форме в виде ряда, члены которого соответствуют столкновениям различной кратности. Метод нелинейного интегрального уравнения дает возможность получить решение задачи для произвольных сечений упругого рассеяния, а также строго учесть эффекты неупругих потерь энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фундаментальные и прикладные аспекты распыления твердых тел. Сборник статей. Перевод с английского. Составитель Машкова Е. С. – М.: Изд-во Мир, 1989.
2. Tolmachev A. I. // Nucl. Instr. and Methods, 1993, v. B 83, p. 479; 1994, v. B 93, p. 415.
3. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. Перевод с английского под редакцией Кузнецова Е. С. – М.: Изд-во иностранной литературы, 1953.

ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА КАТОДОВ НА ОСНОВЕ УГЛЕРОДНЫХ НАНОТРУБОК

Г.С. Бочаров, А.В. Елецкий

Московский Энергетический Институт (Технический Университет), Москва, Россия

Высокие эмиссионные характеристики углеродных нанотрубок (УНТ) обусловлены их хорошей электронной проводимостью, а также специфической геометрией, в силу которой вблизи головки нанотрубки происходит значительное увеличение напряженности электрического поля. Эти особенности УНТ наряду с их высокой механической и химической стабильностью ставят холодные катоды на основе УНТ вне конкуренции среди катодов, применяемых в электронных дисплеях и иных вакуумных устройствах и использующих явление автоэлектронной эмиссии.

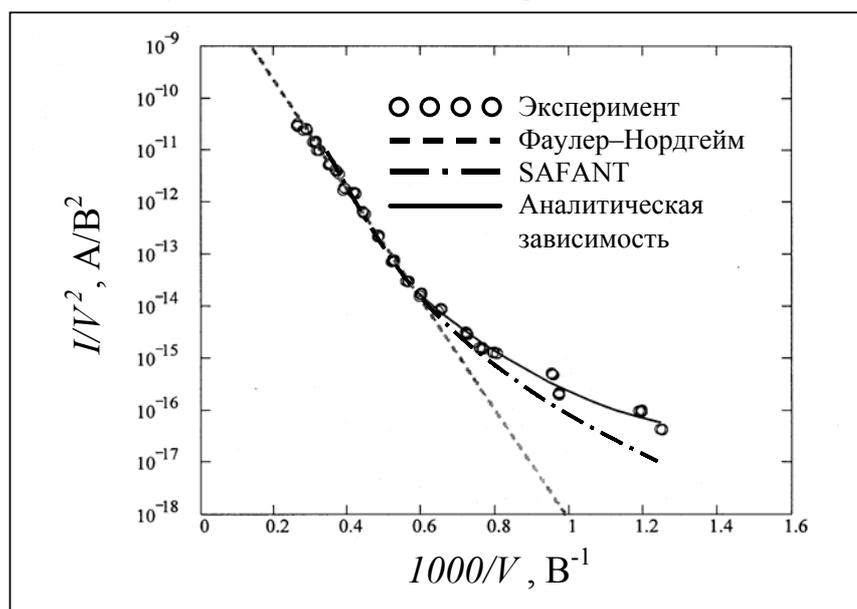


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика холодных катодов на основе УНТ

Работа посвящена исследованию эмиссионных свойств холодных катодов на основе УНТ. Автором разработана программа SAFANT (Simulation Amplification Factor Nanotubes) для вычисления коэффициента усиления электрического поля массива УНТ. Эта программа применена для расчета вольт-амперных характеристик (ВАХ) индивидуальных нанотрубок, для установления влияния эффекта взаимного экранирования нанотрубок на их эмиссионное поведение, а также для расчета ВАХ массива УНТ. Показано, что наблюдаемое в экспериментах отклонение ВАХ от известной зависимости Фаулера–Нордгейма, в области малых токов и напряжений, обусловлено статистическим разбросом геометрических параметров индивидуальных нанотрубок. В предположении о нормальном распределении коэффициента усиления электрического поля выведена аналитическая зависимость, которая помогла описать ВАХ холодных катодов на основе УНТ. Разработанная программа и полученная зависимость использованы для обработки имеющихся экспериментальных данных (рис. 1).

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛЬЕФА, РАЗВИВАЮЩЕГОСЯ НА ПОВЕРХНОСТИ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МЕДИ ПРИ ВЫСОКОДОЗНОМ РАСПЫЛЕНИИ ИОНАМИ АРГОНА

Н.Н.Андрианова¹⁾, А.М.Борисов¹⁾, Е.С.Машкова¹⁾, А.С.Немов¹⁾, В.Экштайн²⁾

¹⁾НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына МГУ, Москва, Россия

²⁾Институт физики плазмы им. М.Планка, Гархинг, Германия

Исследование угловых зависимостей коэффициента распыления Y поликристаллической меди при облучении ионами Ag^+ с энергией 30 кэВ показало, что развивающийся в процессе высокодозной ($D \geq 10^{18} \text{ см}^{-2}$) ионной бомбардировки динамически равновесный рельеф зависит от угла падения ионов на мишень [1]. В настоящей работе сделана попытка проследить динамику изменения микрорельефа поверхности при облучении меди ионами Ag^+ с энергией 30 кэВ в широком диапазоне углов падения ($\theta = 0 - 80^\circ$) ионов на мишень методом лазерной гониофотометрии. Излучение He-Ne лазера направляли на облученные образцы, устанавливаемые в центре гониометра. Образцы ориентировались так, что плоскости падения ионного пучка и лазерного луча совпадали. В этой же плоскости измеряли угловые зависимости отраженного излучения. До облучения рельеф поверхности является практически гладким и в распределении локальных углов наклона $F(\beta)$ характеризуется узким пиком при $\beta=0^\circ$. Ионное облучение кардинально изменяет микрорельеф поверхности в зависимости от угла падения ионов. Найдено, что $F(\beta)$ содержат при скользящем облучении один узкий пик, два широких пика при наклонном падении ионов или три пика при нормальном падении. В результате проведенного анализа получены зависимости локальных углов наклона топографических элементов поверхности для различных углов падения бомбардирующих ионов и установлена корреляция этих зависимостей с характеристическими углами на зависимостях $Y(\theta)$ для гладкой поверхности меди: с углом, соответствующим максимальному значению Y и углом, определяющим максимальную скорость эрозии. Результаты обсуждаются в рамках теории эрозии Картера [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. Жукова Ю.Н., Машкова Е.С., Молчанов В.А., Сотников В.М., Экштайн В. // Поверхность. 1994. №8-9. С.107.
2. Картер Дж. Теория эрозии и роста поверхности. // В сб. Фундаментальные и прикладные аспекты распыления твердых тел.- М.: Мир, 1989, с.126.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ИОННО-ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ СТЕКЛОУГЛЕРОДОВ

А.М.Борисов¹⁾, Ю.С.Виргильев²⁾, Е.С.Машкова¹⁾, А.С.Немов¹⁾, А.И.Сорокин²⁾

¹⁾НИИ ядерной физики МГУ, Москва, Россия

²⁾Федеральное государственное унитарное предприятие
«НИИГрафит», Москва, Россия

Стеклоуглерод отличается от обычных поликристаллических графитов, его получают путем карбонизации сетчатых полимеров в результате последовательных стадий – отверждения, пиролиза и высокотемпературной обработки, соответственно температуре которой обозначают промышленные марки материала. В настоящей работе использовали стеклоуглерод марки СУ-1300. По структурной классификации стеклоуглерод принадлежит к неграфитирующимся материалам и представляет собой глобулярно-ячеистую (сотовую) конструкцию. Ранее было установлено, что зависимость коэффициента γ ионно-электронной эмиссии образцов СУ-2000 от температуры при высокодозном облучении их ионами азота N_2^+ с энергией 30 кэВ при нормальном падении, как и в случае поликристаллических графитов, показывает наличие скачка (резкий рост) γ при некоторой фиксированной температуре T_a . Различие состоит в абсолютных значениях γ и в том, что в стеклоуглероде радиационное упорядочение при повышении температуры облучения проявляется при более низких значениях T_a , чем в поликристаллических графитах [1]. Дозы облучения, как и в настоящей работе, составляли $10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-2}$. Измерения коэффициента γ в зависимости от температуры, как для поликристаллических графитов, так и для СУ-2000 и СУ-1300, начинались производиться после достижения динамически равновесных условий при комнатной температуре, когда γ переставал зависеть от дозы облучения. Для СУ-1300 топологический вид зависимости $\gamma(T)$ был найден таким же, как и ранее для СУ-2000 с $T_a \sim 100^\circ\text{C}$. Однако было обнаружено, что аналогичные температурные зависимости для СУ-1300 после ряда его облучений под наклонными углами $\theta = 60^\circ, 65^\circ$ и 70° , при последующем облучении при нормальном падении показали значительное уменьшение абсолютных значений γ как при $T < T_a$, так и при $T > T_a$. Возможно, это связано со спецификой релаксации напряжений в структурных элементах стеклоуглерода при понижении температуры его обработки в процессе изготовления.

ЛИТЕРАТУРА

1 Борисов А.М., Виргильев Ю.С., Затекин В.В. и др. // Поверхность, 2004. №4, с.6.

ВЛИЯНИЕ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ НА ГЛУБИНУ ЗОНЫ ВЫХОДА ЭЛЕКТРОНОВ И ЭМИССИОННЫХ СВОЙСТВ ПЛЕНОК CaF₂/Si (111)

А.К. Ташатов

Каршинский инженерно-экономический институт, Карши Узбекистан

В последнее время большое внимание уделяется получению тонких многокомпонентных полупроводниковых и диэлектрических пленок с новыми свойствами для приборов микро- и оптоэлектроники. Особый интерес представляет получение тонких слоев Ca-Me-F₂ (где Me- Ba, Sr, Mg) с контролируемым содержанием активного металла. Целью работы является получение нанопленок пленок Ca- Ba -F₂ методом ионной имплантации в сочетании с отжигом и изучение их эмиссионных свойств. Сплошные пленки Ca_{0,4}Ba_{0,6}F₂ толщиной 50-60 Å получены имплантацией ионов Ba⁺ в CaF₂, с энергией 1 кэВ при дозе облучения D=6·10¹⁶ см⁻² и после отжига при T=1000 К в течение 30 минут. Элементный и химический состав поверхности изучался при помощи оже-электронной спектроскопии. Зонные энергетические параметры определялись методом ультрафиолетовой фотоэлектронной спектроскопии. Глубина выхода электронов λ определялась методом изучения изменения коэффициентов ВЭЭ и ФЭ пленки CaF₂ разной толщины. В таблице приведена глубина зоны выхода вторичных электронов (при E_p= 600 эВ), фотоэлектронов (hν=21,2 эВ), максимальные значения коэффициентов ВЭЭ, работа выхода, ширины запрещенной зоны для пленок CaF₂ до и после ионной имплантации.

Таблица

Параметр	CaF ₂	Ca ⁺ →- Ba -F ₂ , E ₀ =1 кэВ, D=6·10 ¹⁶ см ⁻²	
		T=300 К	T=1000 К
λ _{ВЭЭ} , Å	500-550	100-150	450-500
λ _{hν} , эВ	400-450	100-150	400-450
E _g , эВ	9,1	4	8,2
eφ, эВ	4,2	2,5	4

Видно, что после ионной имплантации глубина выхода электронов и ширина запрещенной зоны поверхности резко уменьшаются. Это объясняется частичным разложением CaF₂, разупорядочением поверхностного слоя и обогащением поверхности атомами Ca и Ba. Прогрев при T=1000 К формирует эпитаксиальную пленку Ca_{0,4}Ba_{0,6}F₂, оптические и эмиссионные свойства Ca_{0,4}Ba_{0,6}F₂ отличаются от свойств CaF₂.

РАСПЫЛЕНИЕ КРЕМНИЯ И КАРБИДА КРЕМНИЯ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ МОНО Ar^+ И ПОЛИАТОМНЫМИ ИОНАМИ SF_5^+

Ш.С.Раджабов, М.К.Курбанов, Б.Г.Атабаев, А.Юсупов, Ф.Р.Юзикаева
Институт электроники им. У.А.Арифова, АН РУз, Ташкент, Узбекистан

В распылительных системах, при изготовлении элементов полупроводниковых структур, интегральных схем используется реактивно-ионное травление в галогеносодержащих газах [1]. Особый интерес представляют исследования взаимодействия с поверхностью полупроводников многоатомных ионов SF_5^+ , которые являются основным продуктом электронно-лучевой диссоциации газа SF_6^0 .

В работе методом ВИМС исследовались процессы физического и химического распыления на основе анализа массового состава положительно распыленных частиц из поверхности кремния Si КДБ-1-2 и карбида кремния SiC при облучении ионами Ar^+ и SF_5^+ в диапазоне энергий $E_0=(0,1-3)\text{кэВ}$. Контроль над изменением состава и состоянием поверхности мишени дополнительно производился методом электронно-стимулированной десорбции (ЭСД). Установлено, что при одинаковых энергиях E_0 бомбардирующих частиц выходы решеточных ионов Si_n^+ ($n=1\div 5$) с поверхности Si и Si_nC_m ($n=1\div 5$) с поверхности SiC под действием SF_5^+ возрастают в 2-10 раз, а при одинаковых скоростях V_0 на порядок и более, чем под действием ионов Ar^+ . При облучении ионами SF_n^+ в масс-спектрах появляются комплексные образования вида SiF_n^+ ($n=1-2$), образующиеся в результате химического связывания атомов F^+ и Si^- . Наибольший выход имеют комплексные соединения SiF^+ и SiCF . При значительном фторировании поверхности Si, вносимом ионами SF_5^+ , физическое распыление ослабевает, что в первую очередь вызывает уменьшение выхода кластерных ионов. Эффективность распыления Si ионами SF_5^+ связана высокой плотностью энергии, выделяемой при торможении многоатомной молекулы в твердом теле; вкладом химического распыления, повышенным образованием и удалением топографических структур.

Работа выполнена по гранту № 49-04 ФПФИ АН РУз.

ЛИТЕРАТУРА

1. Основы технологии сверхбольших интегральных схем /под ред. Я.Таруи/. М.: Радио и связь, 1985, с.480.

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ И КЛАСТЕРНОГО РАСПЫЛЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛА LiF(100) ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИОНАМИ ЦЕЗИЯ

Р. Джаббарганов, Ш.Т. Хожиев, С.Г. Гаипов, Б.Г.Атабаев, У.Б.Шаропов
Институт электроники им. У. А. Арифова АН РУз, Ташкент, Узбекистан

В настоящей работе исследуется влияние коалесценции точечных дефектов на кластерное распыление монокристалла LiF(100). Методом спектроскопии полного тока (СПТ) было обнаружено образование коллоидов с энергией 2,7 эВ при облучении тонкой пленки LiF / Si (111) ионами Cs⁺. С ростом температуры облучения 100, 200, 300 и 400°С концентрация пиков, соответствующих коллоидным центрам, возрастает. Это свидетельствует о термической активации коалесценции точечных дефектов и способствует дальнейшему кластерообразованию. Исследование температурной зависимости выхода отрицательных ионов методом ВИМС, анионов, катионов и их кластеров для LiF (100) показало, что при низких температурах T<200°С основным механизмом распыления является упругий каскадный механизм, а с увеличением температуры T>200°С дополнительно происходит распыление за счет коалесценции в приповерхностном слое точечных дефектов и F-H пар и их диффузии к поверхности ионного кристалла.

Анализ температурной зависимости выхода вторичных отрицательно заряженных ионов с поверхности LiF(100), показывает, что при комнатных температурах коалесценция вакансий и дефектов внедрения на поверхности кристалла затруднена. Поэтому, в случае бомбардировки поверхности LiF(100) ионами малых энергий 100 эВ и при низких температурах, наблюдается незначительное количество распыленных отрицательных кластерных ионов. Усиление выхода кластерных ионов с увеличением энергии первичных ионов и с повышением температуры распыляемой поверхности обусловлено тем, что при этом значительно увеличивается скорость генерации и коалесценции вакансий и дефектов внедрения, что способствует образованию кластеров на поверхности и их последующему распылению при ионной бомбардировке.

Работа выполнена по гранту Ф.2.1.16 Центра по науке и технологиям РУ.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПЫЛЕНИЯ И ТОПОГРАФИИ ПОВЕРХНОСТИ МОНОКРИСТАЛЛА LiF (100) ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ПОЛИАТОМНЫМИ ИОНАМИ SF_n^+
($n=1\div 5$)

Ш.С.Раджабов, Б.Г.Атабаев, М.К.Курбанов, Ф.Р.Юзикаева, Р.Джаббарганов
Институт электроники им. У.А.Арифова, АН РУ, Ташкент, Узбекистан

При полиатомной бомбардировке в результате одновременного столкновения составляющих первичного иона с малым объемом мишени происходит интенсивное разрушение связей и возрастает подвижность атомов и молекул. Это приводит к неаддитивному увеличению коэффициента распыления и радиационных повреждений. Данная проблема актуальна в связи с использованием полиатомной бомбардировки для изучения диэлектрических и органических материалов, имеющих различную молекулярную структуру методом ВИМС.

В работе исследовались выходы положительных атомарных и молекулярных ионов, а также изменение топографии поверхности монокристалла LiF (100) при облучении ионами SF_n^+ ($n=1\div 5$) в диапазоне энергий $E_0=0,1-3$ кэВ. Для сравнения с воздействием молекулярных частиц использовались ионы Ag^+ . Показано, что поток распыленных частиц состоит из Li_n^+ , F_n^+ , $Li^+(LiF)_n$ ($n=1\div 6$) и эмиссия ступенчато возрастает с ростом числа атомов в первичном пучке. При одинаковых энергиях E_0 ионов SF_2^+ - SF_5^+ выходы атомарных ионов меняются в 2-8 раз, а молекулярных 0,5 – 2 порядка по сравнению с ионами Ag^+ и SF_1^+ . Ионы Ag^+ вызывают распыление в 1,5÷3 раз больше, чем SF_1^+ . Установлено, что выходы вторичных частиц по-разному зависят от изменения E_0 и вида первичных ионов, что обуславливается величиной коэффициента распыления и степенью ионизации распыляемых частиц.

При полиатомной бомбардировке степень эрозии поверхности возрастает за счет образования плотных и перекрывающихся ямок травления, что коррелирует с повышенным распылением материала мишени в виде атомарных и молекулярных ионов, наблюдаемых методом ВИМС.

Результаты анализируются с точки зрения столкновительных процессов, эффективности передачи энергии при взаимодействии между фторидами, входящих в бомбардирующую молекулу и мишень, и влиянием кристаллографических направлений в монокристалле LiF на выходы атомарных комплексных ионов.

Работа выполнена по гранту Ф.2.1.16 Центра по науке и технологиям РУ.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОРОГОВ РАСПЫЛЕНИЯ КРЕМНИЯ ПРИ ИОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

Л.Ф.Лифанова¹⁾, Т.Д.Раджабов²⁾

¹⁾Институт электроники АН РУз, Академгородок, Ташкент, Узбекистан

²⁾Ташкентский университет информационных технологий, Ташкент, Узбекистан

Как известно, даже очень малые энергии ионов производят изменение кристаллической решетки мишени: энергия образования вакансии, например, в поверхностном слое Cu (111) составляет $\sim 0,7$ эВ. Поэтому представляют интерес с точки зрения изменения макросвойств материалов исследования по получению твердых растворов. Для выяснения энергий, выше которых следует облучать поверхность ионами для получения твердых растворов, мы произвели расчет энергетических порогов распыления интересующих нас материалов. Таким способом можно пользоваться для наработки объема обрабатываемого материала атомами-имплантантами, когда более тяжелые по сравнению с мишенью ионы могут образовывать вакансии, являющиеся ловушками для ионов.

В представляемой работе в качестве объекта исследования выбран кремний - материал, использующийся в волоконной оптике, легирующие добавки к которому позволяют передавать сигналы на порядки быстрее и дальше. При расчете в качестве легирующих добавок использованы ионы Ni, Cu, Zn, Cs, Er. Допустимая величина искажения решетки в полупроводниках составляет для междоузельных атомов 5%, в позициях замещения 1-4%, для вакансий $\geq 1\%$, поэтому в полупроводник можно внедрить большее, по сравнению с металлом, количество ионов без ущерба для материала. Наиболее предпочтительным имплантантом для легирования ионной бомбардировкой оптических материалов, используемых в волоконно-оптических линиях, в настоящее время рассматривают эрбий. Определялись также коэффициенты и пороговые энергии распыления Si ионами Ni, Cu, Zn, Cs. Расчет энергетических порогов распыления производился по формулам Bohdansky, а коэффициентов распыления - по универсальной аналитической формуле Юдина.

Нами определены коэффициенты распыления ионами Er, которые во много раз тяжелее атомов мишени, в диапазоне энергий от 300 эВ до 3 МэВ. Для остальных ионов определены максимальные коэффициенты распыления Si и соответствующие им энергии. Определены также пороговые энергии распыления кремния теми же ионами - они лежат в пределах $4(Er) - 28(Ni)$ эВ. Показано, что с увеличением массы бомбардирующего иона уменьшается пороговая энергия распыления. Результаты этих расчетов согласуются с данными других авторов.

ИЗУЧЕНИЕ ПРОЦЕССОВ РАСПЫЛЕНИЯ И ДЕСОРБЦИИ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ЧИСТОЙ И АДСЛОЙНОЙ ПОВЕРХНОСТИ СЕРЕБРА ИОНАМИ КЭВ-НЫХ ЭНЕРГИЙ

А.А. Джурахалов, С.Э. Рахматов, Д. П. Касымов

Институт электроники АН РУз, Ташкент, Узбекистан

Одним из наименее исследованных вопросов является механизм распыления чистых и покрытых адсорбированными частицами поверхностей при скользящей бомбардировке ионами низких и средних энергий ($E_0 \leq 10$ кэВ), связанный с образованием атомов отдачи, которые содержат уникальную диагностическую информацию о структуре самого верхнего слоя поверхности. Результаты исследования ионно-стимулированной (ионно-индуцированной или ионно-столкновительной) десорбции (ИСД) адсорбированных частиц ценны не только для изучения процесса десорбции как эффективного способа очистки поверхности от загрязнения ионной бомбардировкой, но и для определения некоторых характеристик адсорбционных состояний. В настоящей работе представлены результаты, полученные при изучении процессов распыления атомов монокристалла серебра и десорбции двухатомных молекул кислорода методом машинного моделирования. Вычислены коэффициенты распыления и десорбции в зависимости от угла падения и разных кристаллографических направлений. Приведены угловые и энергетические распределения распыленных и десорбированных частиц. Расчеты показали, что коэффициенты распыления и десорбции сильно зависят от угла падения, массы и энергии падающих ионов. В угловых и энергетических распределениях выбитых частиц наблюдается ряд характерных пиков, которые были анализированы и объяснены. Проведенные расчеты показали, что наиболее эффективная десорбция адсорбированных частиц происходит в условиях скользящей ионной бомбардировки, а основной вклад на распыления дают первые три слоя поверхности.

ВЛИЯНИЕ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ НА ЭМИССИОННЫЕ СВОЙСТВА W И Pd

Б.Е. Умирзаков, Д.А. Ташмухамедова

Ташкентский государственный технический университет, Ташкент, Узбекистан

В электровакуумных приборах в качестве катода до сих пор широко используются W, W – губка, сплавы типа Pd – Ва, Pt – Ва. Для улучшения эмиссионных свойств и стабильности рабочих характеристик можно использовать ионную имплантацию. В данной работе изучено влияние ионной имплантации на коэффициенты вторично-, ионно-, термо-, и фото-электронной эмиссии (ВЭЭ, ИЭЭ, ТЭЭ и ФЭЭ). Наибольшее улучшение эмиссионных свойств происходило при энергии ионов $E_0=1$ кэВ и дозе облучения $D = 4 \cdot 10^{16}$ см⁻². Имплантация проводилась в условиях высокого вакуума и в атмосфере кислорода ($P = 10^{-7}$ мм. рт. ст.). Часть результатов приведена в таблице (плотность термоэмиссионного тока J_n для Pd измерялась при $T=1500$ К, а для W при $T=1800$ К).

Таблица

Образец	J_n , А/см ²		Коэффициент ИЭЭ при $E_p=5$ кэВ		Коэффициент ВЭЭ при $E_p=500$ эВ		еф, эВ	
	в выс. вакууме	в атм. O ₂	в выс. вакууме	в атм. O ₂	в выс. вакууме	в атм. O ₂	в выс. вакууме	в атм. O ₂
W	$2 \cdot 10^{-5}$		0,5		1,45		5,2	
Ba ⁺ →W	$3 \cdot 10^{-2}$	0,1	1,2	2,1	3,1	6,6	2,4	1,8
Pd	10^{-2}		0,6		1,8		4,9	
Ba ⁺ →Pd	0,07	0,2	1,6	2,9	4,7	8,7	2,1	1,6

Увеличение эмиссионной эффективности в процессе имплантации ионов в высоком вакууме объясняется уменьшением работы выхода и изменением состава и свойств приповерхностного слоя. В этом слое важную роль в увеличении эмиссионной эффективности играет взаимодействие между атомами матрицы и легирующего элемента (в случае Ba⁺→Pd образуются химические связи, а в случае Ba⁺→W – не образуются).

Особенно большое увеличение всех видов эмиссии наблюдается при легировании образцов в атмосфере кислорода, что объясняется образованием тонких окисных пленок ($\theta = 3 - 5$ монослоев) и существенным уменьшением работы выхода (до $\sim 1,6 - 1,8$ эВ).

МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ ПРОЦЕССА ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МАЛОАТОМНЫХ КЛАСТЕРОВ С ПОВЕРХНОСТЬЮ МОНОКРИСТАЛЛА

А.А. Джурахалов, У.Б. Халилов, Д.Х. Хусанова
Институт электроники АН РУз, Ташкент, Узбекистан

Известно, что применение приближения последовательных парных столкновений (ППС) для описания процесса рассеяния и распыления в рамках классической механики считается достоверным в области энергий 0,1-10 кэВ ионно-атомных столкновений на поверхности твердого тела. Следует отметить, однако, что даже в указанной области энергии учет одновременного взаимодействия иона с атомами соседних цепочек, в приближении ППС является не очень корректным. В этих условиях, а также в области низких энергий бомбардирующих частиц, где превалирует процесс одновременного взаимодействия иона с несколькими атомами кристалла, как правило, используется метод молекулярной динамики (ММД).

В настоящей работе приведены результаты моделирования методом МД процесса взаимодействия малоатомных кластерных ионов с поверхностью в случае линейной, плоскостной и объемной модели монокристалла металлов. Моделирование производилось как с пренебрежением силами взаимодействия между атомами мишени (полудинамическая модель), так и с их учетом. В качестве потенциала взаимодействия между налетающим кластером и атомами мишени был использован универсальный потенциал Бирзака-Циглера-Литтмарка, а для описания процесса взаимодействия атомов в кластере и в мишени использовали потенциал Леннарда-Джонса и потенциал Морзе. Скорости атомов монокристалла находятся из распределения Гаусса. Для расчета местоположения атомов и вычисления их скоростей в программе используется алгоритм Верлета в форме суммарной скорости. В каждом МД-шаге можно одновременно определить кинетическую и потенциальную энергию системы атомов. Из-за ограничения ресурсов компьютеров, ограничились рассмотрением кластеров с количеством атомов $n \leq 4$ и блока кристалла из 36 атомов. Программа написана на языках Фортран и Паскаль, а расчеты проведены на современных компьютерах PC Pentium 4. С помощью графических программ языка Паскаль реализована возможность визуального наблюдения на экране компьютера траекторий сталкивающихся частиц на каждом временном шаге, причём энергии атомов падающей частицы и мишени также отслеживаются.

С помощью этой программы рассчитаны характеристики бомбардирующей частицы и атомов кристалла в результате их взаимодействия, обсуждаются и анализируются результаты для некоторых конкретных случаев.

СКОЛЬЗЯЩЕЕ РАССЕЙАНИЕ ИОНОВ СТУПЕНЬЧАТОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ GaP(100)

А.А.Джурахалов¹, Б.С.Каландаров², У.О.Кутлиев²

¹Институт электроники АН РУз, Ташкент

²Ургенчский государственный университет, Ургенч

Теоретическое исследование закономерностей взаимодействия ускоренных ионов с поверхностью тесно связано с изучением формы траекторий бомбардирующих и рассеянных частиц. Формы этих траекторий достаточно сложны, так как они определяются большим числом коррелированных столкновений. С другой стороны, наличие различных дефектов, адсорбционных покрытий на поверхности, сложной атомной и кристаллической структуры многокомпонентных кристаллов, а также учет влияния поверхностных потенциальных барьеров, тепловых колебаний атомов решетки и изменения бомбардируемой мишени со временем требуют проведения громоздких расчетов. Это обстоятельство не позволяет получить аналитическое решение данной задачи и поэтому единственным эффективным способом расчета является метод компьютерного моделирования /1-2/.

Процесс рассеяния ионов является наиболее чувствительным к наличию атомных ступенек на поверхности кристалла, особенно в условиях их скользящего падения. Более того, между типом атомных ступенек и характером энергетических распределений рассеянных ионов существует корреляция /3/.

С целью выяснения характера взаимодействия ионных пучков со ступенчатой поверхностью нами был смоделирован процесс рассеяния ионов Ne^+ с начальными энергиями 3-5 кэВ при их скользящем падении на поверхность GaP(100) с атомными ступеньками. В расчетах использован потенциал Циглера-Бирзака-Литмарка /4/. Рассчитаны энергетические и угловые распределения рассеянных частиц. Наряду с пиками рассеянных частиц также наблюдаются пики соответствующие деканализированным частицам. Изучены траектории деканализированных частиц и их образования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Парилис Э.С., Тураев Н.Ю., Умаров Ф.Ф., Нижная С.Л. Теория рассеяния атомов средних энергий поверхностью твердого тела. Ташкент. Фан. 1987. 212 с.
2. Джурахалов А.А. Исследование методом машинного моделирования закономерностей рассеяния ионов и распыления поверхностей монокристаллов различного состава при скользящей бомбардировке ионами кэВ-ных энергий. Автореферат докторской дисс. Ташкент. 2003. 38 с.
3. Umarov F.F., Parilis E.S., Dzhurakhhalov A.A. // Vacuum. 1993. V. 44. P. 889.
4. O.Connor D.J., Biersack J.P. // Nucl. Instr. Meth. 1986. V. B15. P. 14.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПЫЛЕНИЯ КЛАСТЕРОВ ЛЬДА МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

У.О. Кутлиев

Ургенчский Государственный Университет, 740000, Ургенч, Узбекистан

В настоящей работе приведены результаты исследования распыления кристалла льда, полученные методом молекулярной динамики. В настоящее время известны только физические свойства воды. Следует отметить, что для молекулярно - динамических вычислений существует множество потенциалов для описания взаимодействия вода-вода. Наша цель была описать методом молекулярной динамики процесс бомбардировки кристалла льда ионами инертных газов. Рассматривается система, которая состоит из кристалла Au(111) и адсорбированной на его поверхности пленки воды. Во всех расчетах использовался кристалл Au(111), содержащий 1980 атомов, расположенных в 9 слоях. Первичная пленка воды построена на основании гексагонального соответствия атомов кислорода в кристалле льда.

В масс-спектре наблюдаются отчетливые пики соответствующих кластеров воды и золото.

ХИМИЧЕСКАЯ СЕЛЕКТИВНОСТЬ ПОВЕДЕНИЯ ИЗОТОПОВ НЕКОТОРЫХ МЕТАЛЛОВ В СУЛЬФИДАХ И ОКСИДАХ И ЕЕ ОБНАРУЖЕНИЕ МЕТОДОМ МСВИ

П. И. Диденко¹⁾, А. А. Ефремов²⁾

¹⁾Институт геохимии окружающей среды НАН Украины, Киев, Украина

²⁾Институт физики полупроводников НАН Украины, Киев, Украина

Приводятся экспериментальные результаты по исследованию фракционирования изотопов Ti, Fe, Ag в геологических образцах земного происхождения. Показано, что более тяжелые изотопы данного элемента преимущественно входят в состав высших оксидов и сульфидов. Метод масс-спектрометрии вторичных ионов (МСВИ) позволяет всесторонне исследовать данный эффект, используя данные двух независимых источников: 1) масс-спектры вторичных кластерных ионов; 2) сравнительный анализ энергетических спектров вторичных ионов изотопов данного элемента. Обсуждаются возможные механизмы, приводящие к фракционированию изотопов.

STUDY OF UNIMOLECULAR DECOMPOSITION OF SPUTTERED C_n^- AND Si_n^-
CLUSTERS FROM THEIR ENERGY DISTRIBUTION

Yu.Kudriavtsev, A.Villegas, A.Godines, R.Asomoza
DEP. INGENIERIA ELECTRICA – SEES, CINVESTAV-IPN, AV. IPN # 2508,
Mexico D.F. 07300, Mexico

We performed a detailed analysis of the energy distribution of C_n^- and Si_n^- clusters (where n is varied from 1 to 6), ion sputtered from Si and SiC crystals and found that some clusters, like Si_2^- , Si_3^- , Si_4^- , C_4^- , C_5^- and C_6^- , can have a “negative” energy. Then we considered a model, which explain this phenomenon in the limits of the unimolecular decomposition reaction for these clusters. The decomposition happens after start of emission, in the accelerating electric field being applied to the sample. In our case there was 5keV of the potential difference between the sample surface and the first electrode, located on the 5mm distance from the sample (Cameca IMS-6F ion microprobe).

The most probably reaction of the unimolecular decomposition in our case is as follows:



Resulting clusters have energy less then ones, started directly from the surface. At the same time, value of the “negative” energy of these clusters correlates with a distance from the sample surface (or their path length in the accelerating field) and, as a consequence, with a time of life of the original clusters before their decomposition. So, the experimentally found energy distributions of the clusters provide information about some characteristics of the decomposition process, such as the excitation energy (E_{ex}) (taking into account known dissociation energy for these clusters) and average time of life (λ_x) of the exited clusters. We demonstrate in the presentation E_{ex} and λ_x , calculated for noticed clusters.

Часть IV
МОДИФИКАЦИЯ И АНАЛИЗ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЁВ
ИОННЫМИ ПУЧКАМИ

СТРУКТУРА ПОКРЫТИЙ, СФОРМИРОВАННЫХ ПРИ ОБРАБОТКЕ МАТЕРИАЛОВ КОМПРЕССИОННЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ПОТОКАМИ

В.В.Углов¹⁾, В.М.Анищик¹⁾, Н.Н.Черенда¹⁾, Ю.В.Свешников¹⁾, В.М.Асташинский²⁾,
В.В.Аскерко²⁾, Е.А.Костюкевич²⁾, А.М.Кузьмицкий²⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

²⁾Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь

Целью данной работы является синтез покрытий на монокристаллах кремния, NaCl и поликристаллах железа при воздействии компрессионными плазменными потоками азота с введением в них меди и никеля, а также изучение структуры, морфологии, фазового и элементного состава поверхности и покрытий. Плазменные потоки генерируются газоразрядным магнитоплазменным компрессором (МПК) компактной геометрии. Эксперимент проводится в режиме остаточного газа, при котором предварительно откачанная вакуумная камера МПК заполняется рабочим газом (азотом) до заданного давления, равного 400 Па. В МПК на выходе ускорителя формируется компрессионный плазменный поток диаметром 1 см и длиной ~ 10 см при длительности существования ~ 100 мкс. Параметры компрессионного потока, когда плазмообразующим газом является азот, следующие: скорость плазмы – $(4\div 5)\cdot 10^6$ см/с, концентрация электронов – $(2\div 3)\cdot 10^{17}$ см⁻³, температура – $2\div 3$ эВ. Плотность энергии плазмы на поверхности мишени достигает 15 Дж/см².

По данным Оже-электронной спектроскопии в сформированных на кремнии покрытиях присутствуют медь и никель, а их концентрация достигает 20 и 30 ат.% соответственно. Кроме того, имеет место внедрение азота, концентрация которого достигает 20 ат.%.

Растровой электронной микроскопией выявлено формирование на поверхности кремния равноосной ячеистой структуры со средним размером зерна около 100 нм. Фрактографическими исследованиями обнаружено, что толщина данного поверхностного слоя соизмерима с размером зерна (~ 100 нм). Образование данной структуры связывается с особенностями процессов рекристаллизации в условиях сверхбыстрой закалки с одновременным воздействием высокоэнергетичных микрочастиц металла, ускоренных компрессионным потоком.

Результаты просвечивающей электронной микроскопии на тонких пленках позволяют судить о наличии многофазной системы на основе меди и никеля. Данные фазы обладают различной дисперсностью в интервале от ~ 100 нм до 2 мкм.

СТРУКТУРНО-ФАЗОВОЕ СОСТОЯНИЕ СИСТЕМЫ ТИТАН-СТАЛЬ, ОБЛУЧЕННОЙ КОМПРЕССИОННЫМИ ПЛАЗМЕННЫМИ ПОТОКАМИ

В.В. Углов¹⁾, В.М. Анищик¹⁾, Н.Н. Черенда¹⁾, Е.К. Стальмошенко¹⁾,

В.М. Асташинский²⁾, А.М. Кузьмицкий²⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, г. Минск, Беларусь

²⁾Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси, г. Минск, Беларусь

Использование направленных интенсивных плазменных потоков, получаемых с помощью квазистационарных ускорителей, приводит к структурно-фазовым изменениям в поверхностном слое материала. Наряду с этим можно проводить легирование рабочих поверхностей сталей модифицирующими компонентами, такими как N, C, B и различными металлами (Ti, Cr, Zr и т.д.).

В настоящей работе проводилось плазменное перемешивание системы покрытие-подложка. В качестве подложки использовались образцы углеродистой конструкционной стали Ст3 (0,2 вес.% C). На подложку методом вакуумно-дугового осаждения (ток горения дуги 100 А, напряжение смещения -120В) наносилось покрытие Ti толщиной ≤ 1 мкм. Образцы подвергались воздействию компрессионных плазменных потоков (КПП) азота (100 мкс, 2-3 эВ, 13 Дж/см²), генерируемых газоразрядным магнитоплазменным компрессором компактной геометрии.

Установлено, что поверхность обработанных образцов содержит области с ячеистой структурой, размер ячеек составляет 0,5-1,0 мкм. После воздействия КПП формируется модифицированный слой толщиной ≤ 12 мкм, содержащий как титан, так и железо. Под действием импульса плазмы осуществляется расплавление покрытия и верхнего слоя подложки, а затем жидкофазное перемешивание обоих компонентов. Как только действие импульса прекращается, происходит остывание и перезатвердевание перемешанной системы. Рентгенодифракционными исследованиями установлено взаимодействие плазмообразующего вещества – азота – с элементами системы, в частности наблюдается формирование нитрида титана. Кроме этого после обработки происходит образование твердого раствора железо-титан. В работе обсуждаются механизмы структурно-фазовых изменений после жидкофазного перемешивания системы покрытие-подложка под действием компрессионных плазменных потоков.

МОРФОЛОГИЯ ПОВЕРХНОСТИ АЛЮМИНИЯ И ЕГО СПЛАВА ПОСЛЕ ВОЗДЕЙСТВИЯ ИМПУЛЬСА КОМПРЕССИОННОЙ ПЛАЗМЫ

В.М.Анищик¹⁾, В.В.Углов¹⁾, Н.Н. Черенда¹⁾, В.В.Асташинский¹⁾, Н.Т.Квасов²⁾,
А.Л.Данилюк²⁾, В.М.Асташинский³⁾, С.И.Ананин³⁾, В.В.Аскерко³⁾, Е.А.Костюкевич³⁾,
А.М.Кузьмицкий³⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

²⁾Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь

³⁾Институт молекулярной и атомной физики НАН Беларуси, Минск, Беларусь

В докладе сообщается о результатах исследования морфологии поверхности алюминия и его сплава при воздействии плазменным компрессионным потоком /1/. В качестве исследуемого материала использовались образцы технически чистого алюминия марки А95, образцы термически неупрочняемого алюминиевого сплава АМЦ и монокристаллы алюминия. С помощью электронной микроскопии установлено, что на поверхности алюминия наблюдаются как регулярные структуры с периодом от единиц до сотен мкм, сложные волнообразные структуры, характеризующиеся наложением волн с различным периодом (от единиц до десятков мкм), так и оригинальные («гребнеобразные») периодические ряды пластин, расположенные под некоторым углом к поверхности образца и имеющие вогнутую форму. Длина пластин от 5 до 45 мкм, высота порядка 250 нм, период до 500 нм.

В докладе рассматривается один из возможных механизмов модификации поверхности в результате проявления неустойчивости Рэлея-Тейлора и Рихтмайера-Мешкова. Первая из них проявляется как в поле давления плазменного потока, так и в магнитном поле (магнитогидродинамическая неустойчивость Рэлея-Тейлора). Вторая возникает при наличии ускорения при воздействии ударной волны, или импульса внешнего давления произвольной формы на границе раздела плазменной оболочки и жидкой фазы поверхности алюминия. Показано, что, начиная с некоторого момента времени, происходит торможение плазменного факела мишени и создаются благоприятные условия для развития таких неустойчивостей. Эти неустойчивости являются ответственными за формирование как волнообразной, так и грибообразной (вихревой) формы плазменного факела мишени и за его сложную динамику, что ведет, в частности, к появлению рядов пластин вогнутой формы.

ЛИТЕРАТУРА

1. V.V.Uglov et al. // Surface and Coatings Technology. 2002. Vol.158-159, p.273.

КИНЕТИКА СТАРЕНИЯ БЕРИЛЛИЕВОЙ БРОНЗЫ ПРИ ПОСТРАДИАЦИОННОМ ОТЖИГЕ

С.И.Жукова¹⁾, Н.И.Поляк¹⁾, Л.А.Васильева¹⁾, В.М.Анищик¹⁾,
В.А.Скуратов²⁾, А.Ю.Дидык²⁾

¹⁾ Белгосуниверситет, г. Минск, Беларусь

²⁾ ОИЯИ, г. Дубна, Россия

В настоящем сообщении приводятся результаты исследований двухступенчатого старения бериллиевой бронзы (Cu-2 вес.% Be), имплантированной ионами криптона с энергией 245 МэВ в интервале доз $10^{13} \dots 10^{14} \text{ см}^{-2}$. Температура облучения не превышала 300 К. Низкотемпературное старение закаленных образцов осуществлялось до облучения при $T_1=473 \text{ К}$ в течение 1 часа, что обеспечивало распад пересыщенного твердого раствора с выделением зон Гинье-Престона. Высокотемпературный изотермический отжиг имплантированных и исходных сплавов проводился при $T_2=623 \text{ К}$. Для сравнения исследовалось старение при T_2 закаленных сплавов. Анализировалось изменение микротвердости и физического уширения дифракционных линий (111) и (222) α -твердого раствора матрицы сплава.

В результате проведенных исследований установлено:

- изменение физического уширения дифракционных линий α -фазы коррелирует с изменением микротвердости исследуемых сплавов в процессе изотермического отжига при T_2 ;
- имплантация приводит к смещению начала старения в сторону меньших времен;
- при увеличении дозы имплантации до 10^{14} см^{-2} скорость старения при повторном отжиге уменьшается.

Результаты обсуждаются с точки зрения индуцированных облучением структурно-фазовых превращений, приводящих к различному исходному состоянию исследуемых сплавов к началу повторного изотермического отжига.

СТАБИЛЬНОСТЬ ВЫДЕЛЕНИЙ В БЕРИЛЛИЕВОЙ БРОНЗЕ ПРИ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ КРИПТОНА С ЭНЕРГИЕЙ 245 МэВ

В.М.Анищик¹⁾, С.И.Жукова¹⁾, Н.И.Поляк¹⁾, Л.А.Васильева¹⁾,
В.А.Скуратов²⁾, А.Ю.Дидык²⁾

¹⁾ Белгосуниверситет, г. Минск, Беларусь

²⁾ ОИЯИ, г.Дубна, Россия

Изменение физико-механических свойств стареющих сплавов при имплантации высокоэнергетических ионов МэВ-ных энергий ($E > 1$ МэВ/а.е.м.) определяется исходным структурно-фазовым состоянием сплавов. В [1] исследованы радиационные эффекты изменения механических свойств бериллиевой бронзы (БрБ2), имплантированной на стадии зонного старения ионами криптона с энергией 245 МэВ в интервале доз $10^{13} \dots 10^{14}$ см⁻². Анализ изменения тонкой структуры и микротвердости сплавов позволил сделать заключение о радиационно-индуцированных процессах растворения зон Гинье-Престона (ЗГП) при повреждающих дозах $D \sim 2 \cdot 10^{-4}$ сна и преимущественного образования новых ЗГП при $D \geq 10^{-3}$ сна. В данном сообщении приводятся результаты аналогичных исследований структуры и свойств этих же сплавов, имплантированных на стадии фазового старения. Состаренные в течение 1 часа при $T = 623$ К после закалки образцы БрБ2 имеют структурно-фазовое состояние, соответствующее восходящей ветви кривой старения. Наличие эффектов диффузионного рассеяния на рентгенограммах, увеличение параметра решетки α -фазы и электронномикроскопические исследования структуры показали, что термообработка сплава приводит к образованию выделений γ' -фазы, когерентных плоскостям $\{100\}$ матрицы с модуляцией структуры по $\langle 110 \rangle$. Имплантация до дозы $6 \cdot 10^{13}$ Кг⁺/см² ($D = 1,2 \cdot 10^{-3}$ сна) вызывает увеличение микротвердости на 17 %, при этом физическое уширение β_{222} и параметр решетки α -твердого раствора возрастают, что обусловлено радиационно-стимулированными процессами дораспада матричного твердого раствора. При увеличении дозы до 10^{14} Кг⁺/см² микротвердость сплава уменьшается, ее значение приближается к исходному. Анализ изменения физического уширения β и морфологии выделений свидетельствует об уменьшении при этом микроискажений решетки α -фазы в результате огрубления γ' -фазы и частичной потери когерентности.

ЛИТЕРАТУРА

Анищик В.М., Жукова С.И., Поляк Н.И., Скуратов В.А. // ФиХОМ, 2003. №5, с.11.

ВОЗДЕЙСТВИЕ МОЩНОГО ИОННОГО ПУЧКА НА КОМПОЗИЦИОННЫЙ МАТЕРИАЛ НА ОСНОВЕ АЛЮМИНИЯ

В.С. Ковивчак, К. А. Михайлов, Т.В. Панова, Г.И. Геринг, Р.Б. Бурлаков

Омский государственный университет, г. Омск, Россия

Несмотря на то, что воздействие мощных ионных пучков (МИП) на твердые тела исследуется достаточно давно, до сих пор не ясна роль основных факторов воздействия, приводящих к изменению поверхностных механических свойств облученных материалов. Особенно это касается таких сложных, но широко используемых материалов, как композиционные материалы. В настоящей работе проведено исследование морфологии поверхности и фазового состава композиционного материала САП-2 на основе алюминия после облучения МИП при повышенных температурах. Облучение проводилось на ускорителе “ТЕМП” протон-углеродным пучком (70% C^+ + 30% H^+) со следующими параметрами: $E=300$ кэВ, $j \leq 150$ А/см², $\tau_b=60$ нс. В экспериментах варьировались температура образца в момент облучения (20-300°С), число импульсов (1-3) и средняя плотность тока (50-150 А/см²). Выбор САП-2 обусловлен его составом (Al_2O_3 9,1-13%, Fe не более 0,2%, остальное Al), что позволяет проследить поведение под действием МИП материала, состоящего из компонент с сильно различающимися температурами плавления. После механической подготовки образцов, включающей шлифовку и полировку, они подвергались вакуумному отжигу для снятия наклепа. Морфологию поверхности облученных систем исследовали методами оптической микроскопии (“Неофот-2”, “Биолам”). Рентгеноструктурный анализ выполняли на установке “Дрон-3М”. Воздействие МИП на композиционный материал вызывает изменение различных видов механических напряжений за счет температурных градиентов и изменения частиц второй фазы, что приводит к модификации механических свойств приповерхностных слоев за счет возникновения радиационных и деформационных дефектов. Выполнение облучения при повышенных температурах позволяет проводить релаксацию возникающих напряжений и отжиг некоторых видов дефектов, влиять на дробление мелкодисперсных включений второй фазы и тем самым определить их роль в изменении механических свойств композиционных материалов при воздействии МИП. Установлено, что в исследованном диапазоне плотностей тока и значений температур образцов поверхностные изменения в САП-2 носят более сложный характер, чем в случае алюминиевых сплавов. Исследовано влияние облучения МИП при повышенных температурах на микротвердость композиционного материала САП-2.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ДЕФОРМАЦИИ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ СПЛАВА ЭП-517Ш ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МОЩНЫМ ИОННЫМ ПУЧКОМ

Т.В. Панова, В.С. Ковивчак

Омский государственный университет, г. Омск
Институт сенсорной микроэлектроники СО РАН, г. Омск

Несмотря на начало широкого использования сильноточных ионных пучков для модификации поверхности средств металлообработки, узлов трения, повышения коррозионной и эрозионной стойкости конструкционных материалов и т. д., до сих пор нет ясного представления об основных механизмах, ответственных за изменение физико-механических свойств различных классов твердых тел при таком воздействии. Целью настоящей работы являлось исследование механизмов деформации кристаллической решетки сплава ЭП-517Ш при высокоскоростном нагреве мощным ионным пучком. Обработка образцов протон-углеродным пучком проводилась на ускорителе "Темп". С помощью методов ПЭМ и РСА установлено, что облучение МИП высоколегированной стали ЭП517-Ш приводит к превращению мартенсита в α -фазу. Характерной особенностью кристаллизации из расплава, образованного при облучении МИП с плотностью тока 150 А/см^2 явился рост зеренной структуры по дендритной (древовидной) схеме. Для образцов, облученных МИП при этой плотности тока, было обнаружено в поверхностном слое существование дендритных зерен. Поскольку скорость кристаллизации составляла $\sim 10^7 \text{ К/с}$, то рост кристалла осуществлялся по плоскостям и направлениям решетки, которые имеют наибольшую плотность упаковки атомов. На границах между зернами в участках между осями дендритов накапливаются примеси, появляются поры из-за усадки и трудностей подхода жидкого металла к фронту кристаллизации. Подобные поры наблюдались для образцов, облученных с плотностью тока 150 А/см^2 . Анализ дислокационной структуры показал, что в исходном состоянии в стали ЭП517-Ш дислокационная структура представлена одиночными хаотически распределенными дислокациями с плотностью $7 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. После облучения МИП в приповерхностном слое происходит перестройка дислокационной структуры: она изменяется от равномерного распределения дислокаций до сложных дислокационных переплетений с частичным образованием дислокационных сеток. Установлено, что характер дефектообразования для образцов, облученных с плотностью тока 150 А/см^2 является совершенно иным, чем для образцов, облученных с меньшей плотностью тока. В этом случае наблюдается формирование двойников.

ИОННО-ЛУЧЕВОЕ ОКИСЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТЕЙ МЕТАЛЛОВ

Н.В. Алов

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

Ионно-лучевое окисление является перспективным высокотехнологичным способом формирования оксидных слоев заданного состава и толщины на поверхностях твердых тел при комнатной температуре в контролируемых условиях высокого вакуума.

В настоящей работе представлены результаты экспериментов по ионно-лучевому синтезу оксидов на поверхностях поликристаллов Mo, W, Nb и Ta. Облучение поверхностей металлов низкоэнергетическими ионами кислорода ($E = 1-5$ кэВ) в диапазоне больших доз ($\Phi = 10^{16}-10^{18}$ см⁻²) и исследование фазового состава образующихся оксидных слоев методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС) проводили *in situ* в условиях сверхвысокого вакуума ($p = 10^{-8}$ Па) на электронном спектрометре Leybold LHS-10.

Анализ тонкой структуры РФЭ-спектров основных уровней Mo 3d, W 4f, Nb 3d, Ta 4f показывает, что в результате облучения низкоэнергетическими ионами кислорода происходит интенсивное окисление поверхностей металлов с образованием низших, промежуточных и высших оксидов. Степень окисления поверхности существенным образом зависит от дозы и энергии ионного облучения, а также от реакционной способности облученного металла.

Обнаружен эффект уменьшения степени окисления поверхностей металлов при увеличении энергии ионов кислорода от 1 до 5 кэВ. При этом наблюдается перераспределение между количеством различных оксидных фаз с тенденцией к увеличению доли низших и промежуточных оксидов по сравнению с высшими оксидами.

Результаты экспериментов по ионно-лучевому окислению поверхностей металлов обсуждаются в рамках кинетической модели с учетом одновременного протекания двух конкурирующих физико-химических процессов – образования оксидных фаз и их распыления ионами кислорода. Рассчитаны абсолютные значения фундаментальных параметров взаимодействия химически активных ионов кислорода с поверхностями металлов – сечение реакции и сечение распыления.

ИОННО-СТИМУЛИРОВАННЫЕ ПРОЦЕССЫ НА ГРАНИЦЕ РАЗДЕЛА МЕТАЛЛ-ПОЛУПРОВОДНИК ПРИ ПОВЫШЕННЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ ПРОТОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

В.В. Козловский¹⁾, П.А. Иванов²⁾, Д.С. Румянцев¹⁾, В.Н. Ломасов¹⁾, Т.П. Самсонова²⁾

¹⁾Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

²⁾Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН

В последнее время в технологии полупроводников все чаще используют радиационные методы модифицирования [1]. В настоящей работе исследовано формирование контактов металл - SiC в условиях одновременного термического и радиационного воздействий. В качестве радиационного воздействия использовалось облучение потоком легких частиц - протонов. При облучении протонами металлургические реакции на интерфейсе могут дополняться ионно-стимулированными процессами (ИСП): внедрением атомов металла в полупроводник за счет имплантации атомов отдачи и ионно-стимулированным "перемешиванием" границы раздела металл - полупроводник. Предварительные исследования показали, что ИСП действительно улучшают качество контактов в системе Au-Ge-GaAs [1]. Это относится к улучшению однородности и адгезии контактов, снижению температуры их формирования и к улучшению электрических свойств. В проведенных экспериментах нами была выбрана такая схема облучения, при которой не происходит радиационного повреждения полупроводника (это необходимо для того, чтобы исключить влияние радиационных дефектов на электрические характеристики контактов).

Показано, что облучение сэндвича Ni-SiC при повышенных температурах (700 - 750°C) усиливает процесс ионно-стимулированной диффузии кремния из SiC в никелевую пленку. В частности, относительный вклад ИСП в миграционные процессы на интерфейсе Ni-SiC может превышать 50%. При этом формирование невыпрямляющей характеристики контактов Ni-SiC достигается, по-видимому, только благодаря совместному воздействию двух факторов: разупорядочению карбида кремния (за счет "выедания" кремния из SiC) и термоактивированной перестройке разупорядоченной области, при которой образуются электрически активные донорные центры.

ЛИТЕРАТУРА

Козловский В.В. Модифицирование полупроводников пучками протонов. - СПб.: Наука, 2003, с. 268.

ИЗУЧЕНИЕ ПОВЕРХНОСТЕЙ БЕРИЛЛИЯ И УГЛЕВОЛОКНИСТОГО КОМПОЗИТА ПРИ ИХ ОДНОВРЕМЕННОМ ОБЛУЧЕНИИ ИМПУЛЬСНОЙ ДЕЙТЕРИЕВОЙ ПЛАЗМОЙ

М.И. Гусева¹⁾, Л.С. Данелян¹⁾, В.В. Затекин²⁾, В.С. Куликаускас²⁾, В.Г.Столярова¹⁾

¹⁾Российский научный центр «Курчатовский институт», Москва, Россия

²⁾НИИ ядерной физики МГУ, Москва, Россия

Для моделирования процессов перепыления и анализа их влияния на накопление дейтерия и структуру поверхности конструкционных материалов термоядерного реактора в работе исследованы мишени из бериллия и углеволоконного композита (УВК) при их одновременном облучении мощной импульсной дейтериевой плазмой в электродинамическом плазменном ускорителе. Плотность плазмы – 10^{15} см⁻³, энергия ионов 1÷2 кэВ. Химический состав анализировался методом резерфордского обратного рассеяния, профили распределения дейтерия определялись методом ядер отдачи. На поверхностях бериллия и УВК образуются перемешанные слои толщиной 30–50 нм, отношение Ве/С = 1,9 в слое на бериллии. Наблюдается растрескивание бериллия по границам зерен и матрицы УВК, образуется большое количество пор. В перемешанных слоях на Ве и УВК содержится небольшое количество атомов дейтерия, интегральная концентрация в них одинакова – $6,4 \cdot 10^{19}$ м⁻². Отношение атомных концентраций D/(C+Ве) в перемешанных слоях равно 0,02, что на порядок меньше, чем при облучении стационарной плазмой.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОДНОВРЕМЕННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МОЩНЫХ ПОТОКОВ ИМПУЛЬСНОЙ ДЕЙТЕРИЕВОЙ ПЛАЗМЫ С ПОВЕРХНОСТЬЮ БЕРИЛЛИЯ И УГЛЕВОЛОКНИСТОГО КОМПОЗИТА

М.И. Гусева¹⁾, В.М. Гуреев¹⁾, Л.С. Данелян¹⁾, Б.Н. Колбасов¹⁾, С.Н. Коршунов¹⁾,
В.Г.Столярова¹⁾, В.И. Васильев²⁾, В.М. Струнников²⁾, В.В.Затекин³⁾,
В.С. Куликаускас³⁾

¹⁾Российский научный центр «Курчатовский институт», Москва, Россия

²⁾Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований, г. Троицк Московской области, Россия

³⁾НИИ ядерной физики МГУ, г. Москва, Россия

Бериллий и углеволокнистый композит (УВК) УАМ-92-5Д облучались в электродинамическом плазменном ускорителе МКТ 10 импульсами дейтериевой плазмы с плотностью энергии 0,9 МДж/м²·имп. Плотность плазмы - 10²¹ м⁻³, максимальная энергия ионов – 1-2 кэВ. Длительность - импульса 60 мкс. Структура поверхности материалов до и после облучения изучали с помощью сканирующего электронного микроскопа фирмы JEOL. Химический состав поверхности образцов определяли методом обратного резерфордского рассеяния. Профили распределения дейтерия в образцах измеряли методом атомов отдачи.

На поверхности бериллиевой мишени образовались перемешанные слои толщиной ~60 нм, состоящие из атомов Be, C и O. Концентрация их соответственно равна 58,2; 30,4 и 11,4 ат.%. По мере увеличения толщины слоя концентрация атомов C и O уменьшается. Поверхность Be растрескивается по границам зерен. На поверхности зерен осело большое количество мелких капель бериллия диаметром от 0,3 до 3,0 мкм. Кое-где капли расположены на трещинах, что свидетельствует о возврате капель из экранирующей плазмы обратно на мишень. Капли также осаждаются на поверхности УВК. Вблизи границы Be-мишени и УВК имеются области, на которых сформировались глобулярные пленки. Дейтерий в основном содержится в перемешанном слое. Интегральная концентрация дейтерия в нем равна 6,4·10¹⁹ м⁻². В УВК интегральная концентрация дейтерия такая же как и в образце бериллия - 6,5 ·10¹⁹ м⁻².

МОДИФИЦИРУЮЩЕЕ ВЛИЯНИЕ ИОННЫХ ПУЧКОВ НА МОНОКРИСТАЛЛЫ ФТОРИДА НАТРИЯ И ЛИТИЯ

Т.С. Королева¹⁾, Ch. Pedrini²⁾, P. Moretti²⁾, Б.В. Шульгин³⁾, А.Н. Черепанов³⁾,
В.Ю. Иванов³⁾

¹⁾Институт физики НАН Кыргызской Республики, Бишкек, Кыргызская Республика

²⁾Université Lyon 1, Villeurbanne, France

³⁾Уральский государственный технический университет-УПИ, Екатеринбург, Россия

Монокристаллы фторидов лития и натрия известны как перспективные материалы для создания систем сцинтилляционной регистрации ионизирующих излучений. Особенностью работы всякого детектирующего устройства является то, что в процессе эксплуатации оно под влиянием радиации, изменяет свои параметры. Задача настоящей работы – исследовать влияние ионных пучков (пучков He^+) на люминесцентно-оптические свойства монокристаллов LiF и NaF .

Объекты исследования – монокристаллы фторида лития и натрия с различными примесями были выращены модифицированным методом Киропулоса на открытом воздухе в платиновом тигле. Облучение кристаллов было осуществлено на ускорителе Ван-де-Граафа (Лионский университет; ионы He^+ ; $E_{\text{He}^+} = 1,5 \text{ МэВ}$; плотность тока пучка – до 300 нА/с). Под воздействием пучков ионов в приповерхностном слое (толщиной не более 10 мкм) образцов фторидов натрия и лития происходила модификация регулярной структуры кристаллической решетки и появлялись точечные и агрегатные дефекты (центры окраски), придающие кристаллам новые оптические и сцинтилляционные свойства.

В результате выполнения работы была изучена радиационная стойкость объектов, определена вероятность накопления простых и агрегатных центров окраски в зависимости от дозы и интенсивности облучения, оценено влияние химических примесей на стабильность и свойства созданных центров окраски и центров люминесценции.

На базе радиационно-модифицированных кристаллов фторида лития и натрия был предложен ряд устройств, предназначенных для регистрации ионизирующих излучений, в том числе и сцинтилляционные экраны сверхмалого пространственного разрешения, 35 мкм для систем неразрушающего контроля.

Работа поддержана фондом REC-005 (грант ЕК-005-Х1) и «Университеты России» (грант УР.02.01.023).

В.С.Куликаускас¹⁾, А.С. Патракеев¹⁾, В.С. Черныш¹⁾, М.В. Якушев²⁾, А.С.Артемов³⁾

¹⁾НИИЯФ МГУ

²⁾Кафедра физики, Университет Страйклайд, Великобритания

³⁾ФИАН им. П.Н.Лебедева

Полупроводниковые соединения CuInSe₂ (CIS) являются перспективными материалами для создания тонкопленочных солнечных элементов с высокой (~ 18,8 %) эффективностью [1]. При этом одной из ключевых проблем является радиационная стойкость CIS, использующихся в качестве поглощающих слоев. Формирование радиационных дефектов в CIS при имплантации тяжелых ионов (Ar⁺ и Xe⁺) было изучено недавно в работе [2]. В настоящей работе сообщаются результаты экспериментального исследования профилей радиационных дефектов, образующихся в монокристаллах CIS при различных дозах облучения легкими ионами.

Облучение кристаллов проводилось при комнатной температуре на сверхвысоковакуумной ионно-лучевой установке с масс сепарацией пучка бомбардирующих ионов. Пучок ионов He⁺ или Ne⁺ с энергией 5-50 кэВ падал по нормали к поверхности образца. Доза облучения варьировалась в пределах от 10¹⁶ до 10¹⁸ ион/см². Давление остаточных газов в камере образца составляло 10⁻⁸ Торр. Профили радиационных дефектов, образующихся в результате ионного облучения, изучались методом резерфордовского обратного рассеяния с использованием эффекта в каналировании ионов He⁺ с энергией 2 МэВ.

Обсуждается влияние селективного распыления на распределение концентраций элементов в приповерхностном слое

Работа поддержана грантом INTAS 2001-283.

1. М.А. Conteras et al. // Prog. Photovoltaics 1999. V.7. P.311
2. М.В. Якушев // Материалы XXXII международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами –М.: Изд. МГУ, 2002, с.120

ИЗМЕНЕНИЯ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ САПФИРА ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИОНАМИ АРГОНА

Ю.А. Кабальнов¹⁾, Д.А. Павлов²⁾, Н.И. Петуров¹⁾, Е.А. Питиримова²⁾

¹⁾ФГУП научно – исследовательский институт измерительных систем
им. Ю.Е. Седакова, г. Нижний Новгород, Россия

²⁾Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
физический факультет, 603950, г. Нижний Новгород, Россия

В настоящей работе продемонстрирована возможность увеличения периода решетки на облученной поверхности сапфира (Al_2O_3) ($1\bar{1}02$) с целью уменьшения несоответствия с периодом решетки кремния и улучшения условий бездефектной гетероэпитаксии кремния на сапфире (КНС). Монокристаллические пластины сапфира облучались ионами аргона с энергией 100 кэВ через маску. Дозы варьировались от 10^{14} до $6,25 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Исследование структуры проводилось на электронографе ЭМР – 102 на отражение. Расчет пробега ионов, проведенный по программе SRIM 2000 показал, что ионы аргона с энергией 100 кэВ проникают в Al_2O_3 на глубину 0,07 мкм. Вывод об изменении периода решетки при бомбардировке сделан на основании сравнения положения рефлексов на электронограммах, полученных от облученной и необлученной областей. Электронограммы для всех необлученных образцов, снятые под малыми углами падения, содержат только Кикучи – линии, что доказывает высокую степень совершенства структуры верхних слоев сапфира. С увеличением дозы имплантации на электронограммах от облученной области Кикучи – линии пропадают, и появляются точечные рефлекссы. Ионы аргона вносят напряжения в решетку сапфира, и в структуре появляется блочность. Электронограммы показывают, что для дозы 10^{15} см^{-2} наблюдаются заметные расхождения в положении некоторых Кикучи – линий, что свидетельствует о появлении деформации части плоскостей. При увеличении дозы до $6,25 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ видно, что наибольшие искажения решетки происходят не на поверхности, а в объеме сапфира. Об этом говорит тот факт, что на дифракционной картине от поверхности еще можно наблюдать Кикучи – линии пусть и сильно размытые, а отражение от более глубоких слоев дает лишь сетку точечных рефлекссов. Таким образом, облучение ионами приводит к изменению параметра решетки сапфира.

ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ НАНОКРИСТАЛЛОВ И НАНОПЛЕНОК ПОЛУЧЕННЫХ ИМПЛАНТАЦИЕЙ ИОНОВ В Si И GaAs

Б.Е. Умирзаков, Д.А. Ташмухамедова, Э.У. Балтаев

Ташкентский государственный технический университет, Ташкент, Узбекистан

Наиболее перспективным направлением современной твердотельной электроники является получение и изучение свойств наноструктур на поверхности и объеме материалов различной природы. Известно, что поверхностные нанокристаллы можно получить методом ионного облучения /1-2/. В работе /2/ нами показано, что при низкоэнергетической имплантации ионов активных элементов в приповерхностную область Si и GaAs при низких дозах появляются отдельные кластерные фазы, а при высоких дозах – сплошная пленка с толщиной до 10 – 15 нм. Отметим, что методы фото- и вторично-электронной спектроскопии позволяют изучить состав, структуру и свойства сплошных нанопленок. Однако эти методы не дают достоверных сведений о свойствах отдельных фаз с размерами 10 – 20 нм, т.к. диаметры пучка фотонов и электронов на поверхности лежат в пределах от сотни мкм до 1 мм, и, следовательно, полученная информация будет усреднена по всей облучаемой поверхности.

Основной целью данной работы является изучение динамики изменения топографии, состава, кристаллической и электронной структуры поверхности Si и GaAs при имплантации ионов Va^+ , Na^+ , O_2^+ и P^+ с разными энергиями ($E_0=0,5-5$ кэВ) и дозами облучения ($D=10^{14}-10^{17}$ см⁻²) с использованием традиционных методов фото- и вторично-эмиссионной спектроскопии. Сначала методом РЭМ изучена топография поверхности. В частности установлено, что при имплантации ионов Va^+ с $E_0=1$ кэВ и $D=(6-10)\cdot 10^{14}$ см⁻² на поверхности Si образуются новые аморфные фазы с размерами до 25 нм, а при $D \geq 10^{16}$ см⁻² – сплошные аморфные пленки с толщиной ~5 – 6 нм. После прогрева при $T=1000$ К отдельные фазы и сплошные пленки полностью кристаллизуются и образуются силициды типа $VaSi$ и $VaSi_2$. При этом размеры отдельных фаз и толщина сплошной пленки меняется незначительно. В работе дается анализ полученных результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Яновская С.Г., Качурин Г.А., Кеслер В.Г., Гутаковский А.К. Мат. XV межд. конф. «Взаимодействие ионов с поверхностью». Москва. 2001. Т.2. С. 42.
2. Ташмухамедова Д.А., Умирзаков Б.Е., Балтаев Э.У. //Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2003, №8, С.101.

ВЛИЯНИЕ БОМБАРДИРОВКИ ИОНАМИ Ag^+ И Ba^+ НА СОСТАВ И СТРУКТУРУ GaP

Д.А.Ташмухамедова

Ташкентский государственный технический университет, Ташкент, Узбекистан

Ионная имплантация в последние годы часто используется для получения новых наноматериалов на основе полупроводниковых и диэлектрических пленок /1, 2/. В данной работе приведены результаты по формированию нанокристаллов и нанопленок в GaP при бомбардировке низкоэнергетическими ($E_0 \leq 5$ кэВ) ионами Ag^+ и Ba^+ в интервале доз $D=10^{14} - 10^{17}$ см⁻². Кратко остановимся на результатах, полученных при $E_0=1$ кэВ. Начиная с дозы облучения $D=10^{14}$ см⁻², на поверхности появляются отдельные участки, обогащенные атомами P. При $D=10^{15}$ см⁻² размеры этих участков достигают до 20 – 50 нм. При $D=5 \cdot 10^{15}$ см⁻² наблюдается увеличение концентрации атомов P на всей облучаемой поверхности (толщина $\sim 1 - 2$ монослоя). Примерно с $D=10^{16}$ см⁻² начинается интенсивная десорбция с поверхности атомов P и соответственно происходит некоторое увеличение концентрации атомов Ga. При $D=6 \cdot 10^{16}$ см⁻² поверхностная концентрация P составляет всего 20–25 ат.%, а Ga – 75 - 80 ат.%. Дальнейшее увеличение дозы облучения не приводит к заметному изменению состава поверхности.

В случае имплантации ионов Ba^+ наряду с обогащением поверхности атомами P (или Ga) происходит внедрение атомов Ba в приповерхностную область матрицы. При малых дозах ($D=10^{14}$ см⁻²) максимум распределения лежит на глубине $d=30 - 40$ Å. С ростом дозы ионов концентрация Ba на поверхности и вблизи неё увеличивается. При $D=10^{15}$ см⁻² в приповерхностной области толщиной 2 – 3 атомных слоя образуются соединения типа Ba_xP_y с небольшим избытком P. При больших дозах $D \geq 10^{15}$ см⁻² в приповерхностной области формируются соединения $\text{Ba} + \text{P}$, $\text{Ba} + \text{Ga} + \text{P}$ с большим избытком атомов $\text{Ba} + \text{Ga}$. После прогрева при $T=800$ К в течение 30 мин поверхностная область частично кристаллизуется. При этом поверхностная концентрация $\text{Ba} + \text{P}$ составляет $\sim 20\%$, $\text{Ba} + \text{Ga} + \text{P} - 40\%$ с избытком атомов Ba ($\sim 30\%$) и Ga ($\sim 10\%$). При последующем отжиге при $T = 1000$ К, поверхность полностью кристаллизуется и образуются соединения с примерным составом $\text{Ba}_{0,6}\text{Ga}_{0,4}\text{P}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Микушкин В.М. //Мат. XV межд. конф. «Взаимодействие ионов с поверхностью». Т.2. Москва. 2001. С. 30.
2. Ташмухамедова Д.А., Умирзаков Б.Е., Балтаев Э.У. //Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 2003, №8, С.101.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ МЕХАНИЗМОВ СЕГРЕГАЦИИ ХРОМА ВБЛИЗИ
ПОВЕРХНОСТИ СПЛАВА Fe-9Cr И ФЕРРИТНО-МАРТЕНСИТНОЙ СТАЛИ
16X12MBCФБР ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ ИОНАМИ He⁺

Г.В. Лысова, Г.А. Биржевой, Н.П. Соловьев, Н.И. Храмушин
ГНЦ РФ-ФЭИ имени А.И. Лейпунского, Обнинск, Россия

Миграция к стокам радиационно-индуцированных точечных дефектов является основной движущей силой, обуславливающей изменение состава сплава вследствие облучения. При повышенных температурах в механизмах миграции атомов важную роль играют процессы, скорость которых зависит от температуры мишени: радиационно-усиленная диффузия, сегрегация Гиббса и радиационно-индуцированная сегрегация как по междоузельному, так и по вакансионному механизмам. Согласно современным представлениям, сегрегация примесных атомов в облученных сплавах связывается либо с миграцией подвижных комплексов дефект-примесный атом, либо с обратным эффектом Киркендалла, обусловленным различием коэффициентов диффузии атомов матрицы и примеси по междоузельному и/или вакансионному механизмам.

Данная работа посвящена изучению механизмов сегрегации хрома вблизи поверхности сплава Fe-9Cr после облучения ионами He⁺ с энергией 30 кэВ при температуре 450°C флюенсами в интервале от 1×10^{20} до 1×10^{21} ион/м² и сравнению полученных результатов с обнаруженными нами ранее в ферритно-мартенситной стали 16X12MBCФБР /1/. Распределение элементов в образцах по глубине определялось методом РФЭС в сочетании с распылением поверхности ионами Ar⁺ с энергией 3 кэВ.

Наблюдалось повышение концентрации хрома вблизи поверхности и в области максимума радиационно-индуцированных точечных дефектов. Сделаны оценки степени сегрегации хрома и проанализирована ее зависимость от флюенса. Полученные значения существенно выше соответствующих оценок степени сегрегации хрома, наблюдавшихся нами в стали 16X12MBCФБР в аналогичных условиях облучения /1/. Рассмотрена роль легирования кремнием на изменение подвижности вакансий и коэффициентов диффузии атомов железа и хрома, и, следовательно, на кинетику процесса сегрегации хрома.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лысова Г.В., Биржевой Г.А. и др. // Тезисы докладов XXXIII Международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. – М.: Изд.-во УНЦДО, 2003, с 79.
- 2.

ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ИЗОЛЯЦИЯ ШИРОКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ЛЕГКИМИ ИОНАМИ

А.И. Титов¹⁾, П.А. Карасев¹⁾, С.О. Кучеев²⁾

¹⁾ Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Россия

²⁾ The Australian National University, Canberra, Australia

Большой интерес к широкозонным полупроводниковым материалам стимулирован потенциальными возможностями их использования, например, в оптоэлектронике и электронике больших мощностей. Экспериментально обнаружено /1/, что образующиеся в процессе ионной бомбардировки широкозонных полупроводников дефекты структуры могут приводить к росту поверхностного сопротивления образцов более, чем на 10 порядков, причем высокое значение сопротивления в ряде случаев сохраняется при отжиге до достаточно высоких температур. Эффект вызван несколькими причинами. Во-первых, появлением в запрещенной зоне глубоких уровней, на которых эффективно связываются носители. Во-вторых, деградацией подвижности, которая, однако, должна иметь меньшее влияние на сопротивление, поскольку столь сильно (10 порядков) подвижность измениться не может. Недавно была предложена модель /2/ возникновения дефектов, приводящих к снижению электропроводности в нитриде галлия при ионном облучении, которая удовлетворительно описывает кинетику данного процесса. Она основана на предположении, что мелкие легирующие уровни трансформируются в глубокие путем образования комплексов “точечный дефект – легирующий атом”, на которых эффективно связываются носители. Возникновение таких комплексов вызвано взаимодействием ионно-индуцированных дефектов с легирующей примесью. Сравнение результатов моделирования для ряда других широкозонных полупроводников с экспериментом показывает, что модель неплохо описывает происходящие процессы при малых плотностях ионного тока. В частности, она описывает зависимость поверхностного сопротивления от дозы облучения и от количества атомных смещений, производимых пучком.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kucheyev S.O., Williams J.S., Pearton S.J. // Mater. Sci. Eng., 2001. V. R 33. P. 51.
2. Titov A.I., Kucheyev S.O. // J. Appl. Phys. 2002. V. 92. P. 5740.

КОМПЛЕКСЫ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В ОБЛУЧЕННОМ ИОНАМИ ОКСИДЕ АЛЮМИНИЯ

А.В. Кабышев, Ф.В. Конусов

НИИ высоких напряжений при Томском политехническом университете, г. Томск,
Россия

Облучение ионами меняет электронное строение диэлектриков и их свойства вследствие введения радиационных дефектов (РД) и образования комплексов на их основе и с участием атомов имплантированного элемента. Концентрация, зарядовое состояние комплексов и степень их влияния на свойства определяются способностью внедренных элементов замещать атомы решетки. В работе исследованы характеристики локализованных состояний комплексов дефектов в поликристаллическом корунде и в лейкосапфире после облучения ионами Si^{+n} и Al^{+n} (100 кэВ, $\Phi = 10^{15}-10^{17} \text{ см}^{-2}$) и последующего отжига ($P = 1-10^5 \text{ Па}$, $T = 300-1800 \text{ К}$). Замещаемость кремнием атомов решетки в Al_2O_3 близка к нулю, а алюминий является одним из элементов этого соединения. Установлено влияние вида ионов на механизмы поглощения, на тип носителей заряда и на энергетические характеристики темновой σ и фотопроводимости σ_{hv} . Природа кооперированных в оптическую подзону состояний комплексов дефектов с энергией 1.5-5.5 эВ определяется степенью фракционной замещаемости ионами катионов решетки, строением материала и меняется при отжиге в корреляции с изменениями энергетических параметров σ , σ_{hv} . Это позволило определить влияние на поглощение и фотопроводимость n- и p-типа электронных переходов между разрешенными зонами, состояниями подзоны и отдельными уровнями комплексов и РД. Анализ параметров полос наведенного поглощения и фоточувствительности, характеристик уровней активации σ , σ_{hv} с энергией 0.1-1.0 эВ и существующие представления о природе РД и комплексов [1] позволили идентифицировать комплексы вакансий, междоузельных атомов и комплексы примесно-вакансионного типа, определить их влияние на изменение поглощения и фоточувствительности. Неспособные встраиваться в решетку ионы Si^{+n} , стабилизируясь в междоузлиях, сильно влияют на зарядовое состояние V-центров и на заселенность состояний подзоны 1.5-3.7 эВ в поликристаллах и 2.0-5.0 эВ в монокристаллах, сформированных кластерами анионных вакансий $F_{2,3} \dots F_2$ и кластерами $\text{Al}_i \dots F_{2,3}$. Сильное влияние на межзонное поглощение ($\epsilon \geq 3.5 \text{ эВ}$) и σ_{hv} в поликристаллах оказывают биографические F^+ -центры, а в монокристаллах радиационные F^+ , F^- и Al_i^- центры. Кластеры междоузельных атомов алюминия $\text{Al}_i \dots \text{Al}_i$ определяют параметры донорных фоточувствительных состояний 1.5-2.4 эВ подзоны.

ИОННАЯ ИМПЛАНТАЦИЯ ОКСИДА ЦИНКА – ПЕРСПЕКТИВЫ ПРАКТИЧЕСКОГО ПРИМЕНЕНИЯ

В.А. Никитенко¹⁾, Я.И. Аливов²⁾, С.Г. Стояхин¹⁾, С.В. Мухин¹⁾, И.В. Пыканов¹⁾

¹⁾ Московский государственный университет путей сообщения (МИИТ), Москва

²⁾ Институт проблем технологии микроэлектроники РАН, Черноголовка, Московская обл.

Оксид цинка является перспективным материалом оптоэлектроники, которому в последнее время уделяется особое внимание в связи с появившейся надеждой создания на его основе излучающих в ультрафиолетовом диапазоне р-п гомо- и гетеропереходов и иных структур /1, 2/. В данной ситуации необходимо решение целого ряда задач, связанных с поиском путей управления оптическими и электрофизическими свойствами ZnO, в частности, получения диэлектрических слоёв и слоёв р-типа проводимости.

В настоящем сообщении обсуждаются апробированные способы:

- изготовления слоёв, обладающих р-типом проводимости и диэлектрическими свойствами, основанные на поэтапном введении в ZnO лития и кислорода (техника эксперимента в /3/). В качестве примера приводятся данные, полученные при высокоэнергетической имплантации кислорода в монокристаллы ZnO-Li (энергия ионов 110 МэВ, доза облучения $1,3 \times 10^{14}$ ион/см², глубина проникновения ионов вдоль гексагональной оси кристалла 55 мкм) с последующим исследованием в растровом электронном микроскопе спектров катодолюминесценции с микроучастков скола вдоль направления движения ионов. Обоснована перспективность экспериментов по отжигу образцов ZnO-Li в атомарном кислороде с целью получения «низкоомных» слоёв р-типа проводимости и усиления ультрафиолетовой экситон-фононной люминесценции, при этом может оказаться полезным параллельное легирование кристаллов азотом;
- получения диэлектрических слоёв на эпитаксиальных плёнках ZnO-Ga при их имплантации ионами азота (обычные режимы) с возможностью создания МДП-структур, излучающих в ультрафиолетовой ($\lambda \approx 388$ нм) области спектра /4/.

В заключение выражаем благодарность фонду НИОКР МПС Российской Федерации за финансовую поддержку проведённых работ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kucheyev S.O., Williams J.S. et.al. // Phys. Rev. B. 2003. V.67. P.094115-1
2. Look D.C., Reynolds D.C. et.al. // Appl. Phys. Letters. 2002. V.81. P.1830
3. Регель В.Р., Никитенко В.А. и др. // ЖТФ. 1987. Т.57. С.306
4. Alivov Ya.J. Look D.C. et.al. // Phys. State Sol. A. 2004 (to be published). Proceedings of 11th International conference on II-VI compounds, Niagara Falls, NY, 22-26 September. 2003

ВНЕДРЕНИЕ АТОМОВ ОТДАЧИ ИЗ МАСКИРУЮЩИХ ПЛЕНОК ПРИ ФОРМИРОВАНИИ ЛОКАЛЬНЫХ ИОННО-ЛЕГИРОВАННЫХ ОБЛАСТЕЙ

Ю.Ф. Блинов, П.В. Серба.

Государственный радиотехнический университет, г. Таганрог, Россия

Для формирования локальных ионно-легированных областей используются защитные маски SiO_2 и Si_3N_4 , которые препятствуют проникновению ионов при имплантации, и ионы проникают только в незащищенные маской участки. Обычно толщина защитной маски составляет 1 мкм, которая является достаточной для предотвращения проникновения ионов и атомов отдачи из маскирующего слоя. Тем не менее, в окрестности границы окна толщина маскирующей пленки плавно уменьшается, поскольку в большинстве случаев пленка имеет форму «птичьего клюва». В этом случае следует ожидать внедрения атомов отдачи из пленки в рабочую область ионно-легированного слоя. Для расчета распределения ионов и атомов отдачи была разработана модель с использованием метода Монте-Карло. Произведены расчеты двумерного распределения имплантируемых ионов и атомов отдачи.

ВЛИЯНИЕ ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИЯ ИОННО-ВНЕДРЕННЫХ АТОМОВ Al, Fe, Mo, Y НА РОСТ ОКСИДНЫХ ПЛЕНОК СПЛАВОВ ЦИРКОНИЯ

Б.А. Калинин, В.В. Осипов, Н.В. Волков, И.В. Олейников, С.Ю.Наквасин, Ней Со Ау
Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

Представлены результаты изучения перераспределения одновременно ионно-внедренных атомов Al, Fe, Mo, Y в ZrO_2 и на границе «металл-оксид» сплавов Э110 и Э635 при коррозионных испытаниях в пароводяной среде.

Легирование Al, Fe, Mo, Y внешней поверхности оболочек твэлов проведено методом внедрения атомов из пленки при облучении полиэнергетическим пучком ионов Ag^+ . Коррозионные испытания образцов проходили в пароводяной среде при температуре $T = 350^\circ C$, давлении $p = 20$ МПа в ампулах из стали 12Х18Н10Т. Для оценки коррозионной стойкости легированных образцов была выбрана временная база окисления $t = 100 - 1200$ часов. Исследование структуры, состояния поверхности и распределения внедренных атомов $C(x)$ как в легированных слоях сплавов, так и в оксидных пленках проведено с использованием электронной микроскопии, методами, оже-спектрометрии и ВИМС (приборы: ЭМВ-100Л, РНИ-660).

Как показал анализ изменения распределения по глубине внедренных атомов в образцах сплавов $C(x)$ после коррозионных испытаний (время испытаний 100, 300, 600 и 1200 часов) наблюдается следующая общая тенденция, т.е. типичная «куполообразная» форма зависимости $C(x)$ трансформируется в более сложную. Концентрация внедренных элементов увеличивается по глубине оксидной пленки к границе «оксид-металл» (в слое для Al – $x < 100$ нм, Fe – $x < 250$ нм, Mo – $x < 150$ нм Y – $x < 70$ нм) и наблюдаются вторичные максимумы распределения на глубинах $X = 700 - 800$ нм. Анализ структуры оксидной пленки выявил постоянное изменение параметров решетки, что связано, по-видимому, с ее многофазным строением.

Таким образом, полученные данные позволяют предположить, что повышение коррозионной стойкости сплавов Э110 и Э635 (после ионного легирования) обусловлено двумя процессами: во-первых, формированием стабильной (на временной базе испытаний 100 – 1200 часов) однородной многофазной оксидной пленки и, во-вторых, образованием в оксидной пленке на границе «металл-оксид» слоя, обогащенного внедренными атомами и блокирующего проникновение кислорода из пароводяной среды к границе «оксид-металл».

МОДЕЛИРОВАНИЕ МАССОПЕРЕНОСА В ГЕТЕРОГЕННЫХ СИСТЕМАХ ПРИ МНОГОКРАТНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ ПУЧКАМИ ЧАСТИЦ

Т.В. Вахний, Г.А. Вершинин, Г.И. Геринг, А.С. Кайдалов
Омский государственный университет, г. Омск, Россия

Модификация поверхности металлов и сплавов мощными импульсными пучками заряженных частиц сопровождается аномально глубокими структурными изменениями и усиленными процессами переноса вещества. Принципиальным отличием условий, в которых реализуется указанный эффект дальнего действия при мощных импульсных воздействиях по сравнению с непрерывным облучением, является наличие вблизи поверхности больших градиентов температуры и порождаемых ими высоких термоупругих напряжений. В случае высокоинтенсивных воздействий за счет импульса отдачи при разлете паров испаряющегося слоя дополнительно генерируются ударные волны (их амплитуда может превышать 10^{10} Па). В результате взаимодействия указанных волн с системой протяженных дефектов (дислокациями, дефектами упаковки, границами зерен и субзерен) изменяется пространственное распределение и плотность последних. Кроме того, при высоких плотностях тока пучка при импульсном облучении наблюдается плавление материала до глубин, порядка нескольких длин проективного пробега частиц. Поэтому перенос атомов осуществляется не только в твердой, но и в жидкой фазах. При анализе экспериментальных данных по миграции примесных атомов в различных гетерогенных системах при мощном импульсном воздействии пучком заряженных частиц, нами установлено, что до плавления образца вклад в итоговый концентрационный профиль дает на уровне ~50% диффузия по мало дефектному объему и изолированным границам зерен материала, 10-15% - диффузия по мигрирующим границам зерен (или дислокационным трубкам), благодаря которой формируются длиннопробежные "хвосты". После закрепления протяженных дефектов из-за их высокой плотности поля объемной диффузии начинают перекрываться вкладами от соседних малоподвижных границ зерен. При образовании расплавленного слоя диффузия идет в жидкой фазе, а за ней - в твердотельной с высокой плотностью практически неподвижных протяженных дефектов (из-за высокой скорости остывания последние не успевают отжечься). При последующих воздействиях мощным пучком генерируемые упругие волны, проходя через образец, уже не способны привести к такому усилению переноса вещества вглубь, как при первом воздействии. Изменения происходят только в тонком приповерхностном слое.

АНАЛИЗ ЛОКАЛЬНО-НЕРАВНОВЕСНОГО МАССОПЕРЕНОСА В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫМИ ПУЧКАМИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Е.А. Афонькина, Г.А. Вершинин, Г.И. Геринг
Омский государственный университет, г. Омск, Россия

Среди известных аномальных явлений массопереноса в металлах и сплавах при воздействии концентрированными потоками энергии (ионными, электронными, лазерными пучками наносекундной длительности) имеют место такие, при которых процесс характеризуется ступенчатым распределением концентрации диффузанта, а иногда и немонотонностью концентрационных профилей, проявляющейся в возникновении на их начальных участках максимума. В качестве одной из возможных причин, объясняющих различные виды аномальной миграции примесных атомов при быстропротекающих процессах и в пространственно малых объемах, является, по видимому, локально-неравновесный тепломассоперенос. В данной работе оценено влияние пространственной нелокальности, обусловленной возникновением и релаксацией вязкоупругих механических напряжений, на формирование концентрационных полей в металлических пленках при импульсных воздействиях мощными пучками частиц. Дело в том, что удельный поток массы и градиент концентрации связаны между собой не в одной пространственной точке, как в классическом законе Фика, а в некоторой окрестности этой точки. Учет релаксационных процессов приводит к временной нелокальности, т.е. к ситуации, когда градиент концентрации в точке x системы инициирует поток массы не в тот же момент времени t , как в локально-равновесном приближении, а на время релаксации τ позже. Анализ основан на решениях уравнений переноса в частных производных третьего порядка, которые сочетают свойства волнового уравнения, описывающего распространение в системе концентрационных волн с конечной скоростью, а также диффузионного уравнения, соответствующего диссипативному переносу массы. Полученные результаты математического моделирования процессов массопереноса существенно отличаются от предсказаний классической диффузионной и волновой теорий при малых временах наблюдения, но коррелируют с экспериментальными данными. Немонотонный характер концентрационных кривых определяется начальной скоростью изменения плотности потока мигрирующих частиц.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМОВ ХЕМОСТИМУЛИРОВАННОЙ ГЕТЕРОДИФФУЗИИ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ АТОМАРНОГО ВОДОРОДА

Р.В. Мартынюк, В.М. Матюшин

Запорожский национальный технический университет, Запорожье, Украина

Под воздействием экзотермической реакции рекомбинации атомарного водорода на поверхности гетероструктуры металл-полупроводник происходит эффективное стимулирование гетеродиффузии. Механизмы стимулирования диффузионных процессов для данного случая изучены пока недостаточно. В данной работе проводится анализ возможных механизмов ускорения гетеродиффузии Cu, Ni, Ag, и Au в германии

Коэффициенты стимулированной диффузии для атомов значительно превышают коэффициенты термической диффузии при температуре эксперимента (~310 К). Преобладающим механизмом диффузии для Cu, Ni, Ag, и Au (судя по полученным коэффициентам диффузии) является междоузельный механизм. Столь высокие коэффициенты диффузии связываются с протеканием процессов дефектообразования, в частности, внедрением примесных атомов в междоузлия и образованием поверхностных вакансий и возрастанием, при этом, роли многофононных в «активной зоне». Расчёты показали, что стимулирование диффузии происходит также под действием градиентов температуры и механических напряжений, возникающих в результате воздействия атомарного водорода. Существенным эффектом при воздействии атомарного водорода является неоднородный по объёму и по времени нагрев кристалла. Диффузионные процессы перераспределения примесей происходят в условиях значительных температурных градиентов и термоупругих напряжений, сопровождающих неоднородный нагрев. Расчёт показал, что скорость диффузии междоузельных атомов меди под действием градиента температуры в «активной зоне» повышается приблизительно в 45 раз.

Анализ показал, что преобладающим механизмом диффузии (в случае систем Cu-Ge, Ni-Ge, Ag-Ge, Au-Ge) является междоузельный механизм. Однако высокая концентрация вакансий в приповерхностных слоях кристалла уменьшает длину свободного пробега междоузельных атомов, так как атомы при встрече с вакансиями будут локализоваться в них. Примесные атомы могут делокализоваться в «активной зоне» и перейти в междоузлие. Процесс локализации на вакансиях будет существенным, и его интенсивность будет увеличиваться по мере удаления атомов от поверхности. Этот эффект подтверждается анализом значений коэффициентов диффузии, полученных с помощью экспериментальных распределений меди в германии: $D_{Cu} \sim 3 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2/\text{с}$ (получено из полного распределения до глубины 1 мкм методом ВИМС) и $D_{Cu} \sim 10^{-10} \text{ см}^2/\text{с}$ (получено из распределения электрически активной меди до глубины 8 мкм методом сопротивления растекания).

СТИМУЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ МАССОПЕРЕНОСА В СИСТЕМЕ «ИНДИЙ-ГЕРМАНИЙ» ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ АТОМАРНОГО ВОДОРОДА

В.М. Матюшин, Е.В. Пугина, Е.К. Пивоваров

Запорожский национальный технический университет, Запорожье, Украина

Диффузия индия в германии представляет большой практический интерес, так как атомы индия являются электрически активной примесью с одним мелким акцепторным уровнем в запрещённой зоне, что удобно для создания области р-типа проводимости.

Для резкого уменьшения общей температуры в технологической системе было использовано локальное стимулирование гетеродиффузии под воздействием атомарного водорода. При рекомбинации атомов водорода в молекулы на поверхности полупроводниковых материалов выделяется сравнительно большая энергия (4,5 эВ на один акт рекомбинации), которая в случае ее передачи поверхностным примесным атомам, может стимулировать гетеродиффузионные процессы в приповерхностных и объёмных областях полупроводниковых кристаллов.

Замечено, что под воздействием атомарного водорода плёнки индия, термически нанесённые на подложки, расплылись с образованием летучих гидридов. Скорость распыления при концентрации Н порядка $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ составила $\sim 80 \text{ нм/с}$ (500 атомных слоёв в секунду), а вероятность перехода поверхностного атома In в газовую среду в результате одного акта рекомбинации оказалась равной $k \sim 0,17$. Это более, чем на два порядка превышает k в случае распыления плёнок Cu, Ni, Ag, и Au (не имеющих летучих соединений с Н) под воздействием атомарного водорода в аналогичных условиях обработки. Значительное увеличение k в случае In обусловлено, по-видимому, с образованием летучих соединений индия с водородом.

По экспериментальным распределениям индия в германии определены коэффициент D диффузии индия в германии ($\sim 1,4 \cdot 10^{-19} \text{ м}^2/\text{с}$) и соответствующая ему энергия активации диффузии $E_a \sim 1,1 \text{ эВ}$ при температуре эксперимента ($\sim 320 \text{ К}$), для которых построены профили распределения примеси при различном времени обработки в атомарном водороде. Механизм ускорения диффузии связан с уменьшением энергии активации (сравнительно с 2,16 эВ в отсутствии водорода). Под действием атомарного водорода происходит «затягивание» атомов индия вглубь кристалла, и этот процесс идёт тем интенсивнее, чем больше время воздействия. Расчёты подтвердили, что именно этот механизм ускорения диффузии является доминирующим в данной системе.

ВЛИЯНИЕ ЧАСТИЦ ИЗ ВОДОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ НА ЗАРЯДОВОЕ СОСТОЯНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ГЕРМАНИЯ

Е.Л.Жавжаров, В.М.Матюшин

Запорожский национальный технический университет, Запорожье, Украина

Процессы, протекающие на поверхности кристаллов полупроводников, находящихся неподалеку от плазмы, представляют непосредственный интерес, поскольку позволяют модифицировать свойства поверхности образцов.

Проводились исследования воздействия атомарного водорода (Н), получаемого путем диссоциации молекулярного водорода (Н₂) в плазме (образуемой ВЧ) на монокристаллы Ge. Исследовались образцы германия n-типа ($\rho=15 \text{ Ом}\cdot\text{см}$), плотностью дислокаций 10^2 см^{-2} . Опытные образцы подвергались химическому травлению с целью очистки поверхности от всевозможных загрязнений, после чего кристаллы выдерживались при комнатных условиях для установления равновесия с окружающей средой. Обработка производилась при температурах 300-310 К, давлении в рабочей камере 20 Па и концентрациях Н в рабочей камере до 10^{20} м^{-3} . Кристаллы обрабатывались в течение 300 сек при различных концентрациях Н в камере. Потенциал поверхности кристаллов исследовался методом динамического конденсатора.

Выявлено, что взаимодействие Н₂ с кристаллами германия не приводит к изменению потенциала поверхности, в то время как взаимодействие кристаллов с Н при прочих равных условиях приводит к изменению их КРП в среднем на 200 мВ.

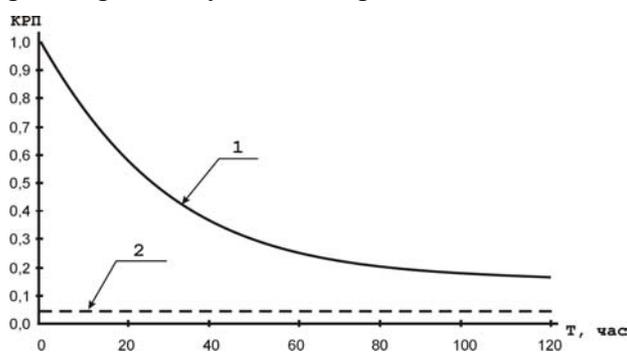


Рисунок – Относительное изменение КРП во времени после обработки Ge в среде Н (кривая 1) и Н₂ (кривая 2)

Выдержка при комнатных условиях приводит к восстановлению равновесного с окружающей средой потенциала поверхности (см. рис.).

При этом кинетика восстановления равновесного состояния зависит от

концентрации атомарного водорода в камере при обработке. Исследования выявили наличие нескольких

конкурирующих механизмов взаимодействия атомарного водорода с поверхностью кристаллов германия. При этом преобладание того или иного процесса оказывается зависимым от концентрации атомарного водорода в камере. Таким образом, обработка кристаллов полупроводников в среде атомарного водорода, получаемого разрядом плазмы, открывает новые возможности модификации поверхностных свойств кристаллов.

МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ ИОННО-ПЛАЗМЕННЫХ ОБРАБОТКАХ СТРУКТУР КРЕМНИЯ

А.Н.Горбань, В.В. Кравчина

Гуманитарный университет "Запорожский институт государственного и муниципального управления", Запорожье, Украина

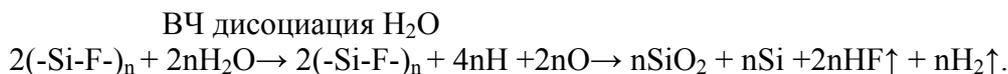
Модификация поверхности при ионно-плазменных воздействиях наблюдалась непосредственно в процессе ионной обработки путем измерения проводимости тестовых структур. Изменение проводимости тестовых элементов происходит в результате полевого воздействия подобно изменению проводимости канала полевого транзистора, где роль затвора выполняет модифицированный ионами слой обрабатываемого материала. При увеличении энергии ионной имплантации до 60 – 90 кэВ зарядка нарушенных ионами бора слоёв кремния происходит подобно модификации кремния ионами CF_3^+ энергией 3,0 – 5,0 кэВ. Количество образующихся электрических центров на один имплантированный ион бора с энергией 60 – 90 кэВ в сравнении с ионами CF_3^+ увеличивается \sim в 10^4 – 10^5 раз. Изменение проводимости тестовых структур и соответственно величин зарядов нарушенных слоёв, образующихся при ионной обработке n-Si, линейно зависит от дозы первичных ионов, а коэффициент пропорциональности определяется энергией ионов и типом тестовых структур. Наблюдаемая в процессе имплантации бора линейная зависимость изменения сопротивления тестовых структур от дозы имплантации величиной 1 - 10 мкКл, позволяет контролировать размер дозы непосредственно в процессе обработки без дополнительного отжига. Измерение проводимости тестовых структур позволяет фиксировать дозу ионов бора величиной в 0,1 мкКл. Контроль параметров тестовых структур позволяет определять величины заряда в обрабатываемых плёнках, глубины модифицированных слоёв кремния, особенности структуры обрабатываемых материалов. При ИХТ структур Si*-SiO₂-Si на границе поликристаллического кремния и окисла кремния образуется максимум отрицательного заряда величиной 1,4 мкКл. Для плазменных обработок в среде фреонов 14 и 113 подобран режим восстановления зарядовых характеристик МДП структур и пробивных напряжений, токов утечки потенциально ненадёжных биполярных транзисторов КТ840. Применение плёнок Si₃N₄ с механическими напряжениями сжатия, компенсирующими напряжения растяжения на границе раздела SiO₂-Si, позволяет получить стабильные оптимальные характеристики КТ840.

ЛОКАЛЬНОЕ ФОРМИРОВАНИЕ ПЛЁНОК SiO₂ ИЗ ПРОДУКТОВ ТРАВЛЕНИЯ КРЕМНИЯ

А.Н.Горбань, В.В. Кравчина

Гуманитарный университет "Запорожский институт государственного и муниципального управления", Запорожье, Украина

Режим селективного плазменного травления подобран таким образом, что происходит разрушение фоторезиста на пластине Si в областях над поликремнием или кремнием. При этом происходит травление кремния с образованием летучих кремнийсодержащих частиц типа SiF₂, которые осаждаются в области фоторезиста над SiO₂. Последующее плазмохимическое окисление осаждённых продуктов травления приводит к разрушению остатков фоторезиста и образованию локальной самосовмещенной плёнки плазмохимического SiO₂ на термическом окисле кремния. Окисление происходит в среде кислорода и паров воды. При подаче пара и последующем включении разряда происходит реакция ВЧ-диссоциации H₂O, образование атомарного водорода, восстановление кремния водородом и взаимодействие кремния с кислородом:



Исследование локальных плёнок проводилось при помощи ВИМС, Оже- и ИК-спектроскопии, электронографического и электронномикроскопического анализа. При электронографическом исследовании плёнок SiO₂ были получены электронограммы, содержащие три размытых кольца и области Лауэ-зон. Первым двум кольцам наиболее соответствуют межплоскостные расстояния α-кварца и α-кristобалита. В целом всем кольцам наиболее соответствуют межплоскостные расстояния кремния. В случае фазы кремния степень упорядоченности увеличивается и можно предположить наличие как аморфной так поликристаллической структуры. Созданная локальная плёнка состоит из полукристаллитов окисла кремния. Размер зерна SiO₂ составляет 3,3 мкм. При электронномикроскопическом исследовании локальных плёнок в зёрнах SiO₂ наблюдаются парные включения, которые соответствуют кристаллам кремния. Радиус парных ямок травления включений кремния составляет 0,03 мкм. Наблюдение парных и симметричных включений кремния может быть связанной с объёмной формой кремния в виде тора. Наличие в зёрнах SiO₂ включений подобной формы значительно увеличивает упругие свойства, что позволяет формировать локальные плёнки толщиной 2,0 мкм без механических напряжений и образования микротрещин.

НОВЫЙ МОДИФИЦИРОВАННЫЙ ИСТОЧНИК ИОНОВ ВОДОРОДА ДЛЯ ИМПЛАНТАЦИИ ПРОТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПЛАСТИНЫ С ЦЕЛЬЮ СОЗДАНИЯ МНОГОСЛОЙНЫХ СТРУКТУР

Б.Ю.Богданович¹⁾, А.В.Нестерович¹⁾, С.П.Тимошенко²⁾, Е.П.Светлов-Прокопьев³⁾,
П.В.Алферов¹⁾, В.В.Калугин²⁾, В.И.Графутин³⁾, Ю.Я.Лапицкий³⁾, Б.Ю.Стасевич³⁾

¹⁾Московский инженерно-физический институт (Государственный университет), Россия

²⁾Московский институт электронной техники (Технический университет), Россия

³⁾ФГУП ГНЦ РФ Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва, Россия

Были осуществлены предварительные стендовые исследования источника водородных ионов для проведения опытного облучения пластин кремния большого диаметра при ускоряющем напряжении 60 кВ. Создана схема макета протонного имплантера, на котором осуществлялась реализация запланированных работ. Макет имплантера был сооружен на базе части стенда лабораторного линейного ускорителя, состоящей из высоковольтного выпрямителя на 60 кВ, вакуумной системы в виде бака диаметром 550 мм, длиной 1000 мм, откачиваемого двумя турбомолекулярными насосами типа ТМН-500 с форвакуумным агрегатом типа АВР-150 и разделительного трансформатора ~ 220/220 в мощностью 1,5 кВт с уровнем изоляции на 60 кВ.

В качестве источника водородных ионов имплантера выбран импульсный источник с катодной иглой. В таком источнике формируется осциллирующий разряд [1,2]. Этот источник разработан нами специально для электростатического инжектора протонного синхротрона, на котором он безаварийно проработал 4 года.

Источник отличается повышенным содержанием в пучке атомарных ионов водорода, большим сроком службы, высокой надежностью, нечувствительностью к продуктам крекинга масла и высокой стабильностью работы. Опыт производства имплантированных водородом пластин кремния показал, что развитие работ по созданию протонного имплантера следует продолжать в дальнейшем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лапицкий Ю.Я. // Автореф. дисс. на соиск. уч. ст. канд. техн. наук. М., 1971.
2. Ауслендер В.Л., Лазарев, В.Н., Панфилов А.Д. // ПТЭ. 1979. №4 С.33.

МОДИФИЦИРОВАНИЕ СТАЛИ 20Х13 ИОННО-ЛУЧЕВЫМ, ХИМИЧЕСКИМ И ЭЛЕКТРОХИМИЧЕСКИМ ВОЗДЕЙСТВИЯМИ

С.Н. Поворознюк, К.Н. Полещенко, Г.А. Вершинин, Н.Н. Войтенко, Г.Х. Хусаинова

Омский государственный университет, г. Омск, Россия

Детали из хромистых сталей мартенситного класса часто используются в узлах трения, работающих в агрессивных средах. Применение традиционных методов модификации, как правило, не обеспечивают весь комплекс необходимых для таких условий свойств. Так методы химической и электрохимической обработки приводят к повышению коррозионной стойкости, но зачастую снижают механические и триботехнические характеристики. В данной работе образцы из хромистой стали 20Х13 подвергались антикоррозийной химической, электрохимической обработке, ионной имплантации ($Ti^+ + N^+$, $E=30$ кэВ, $D=5 \cdot 10^{17}$ ион/см²), а также комплексному воздействию, сочетающему последовательно указанные выше методы. Химическая обработка заключалась в бесщелочном оксидировании в течение 1 часа и пассивации (1 час и 15 минут). Электрохимическое оксидирование проводилось в течение двух временных интервалов – 1 час и 10 мин. Для оценки остаточных напряжений первого рода и анализа тонкой кристаллической структуры использовались методики рентгенографии. Исследование элементного состава поверхностных слоев осуществлялось методом послонной электронной оже-спектроскопии. Измерение микротвердости методом Виккерса и испытания на машине трения позволили оценить механические и триботехнические характеристики модифицированных сталей. Установлено, что длительная (~1 часа) химическая обработка приводит к ухудшению механических и триботехнических характеристик вследствие образования достаточно рыхлых и пористых плёнок толщиной ~3 мкм. Химическая пассивация в течение 15 минут, напротив, инициирует увеличение микротвёрдости и износостойкости образцов путем образования более плотной и прочной пленки. Имплантация материала ионами титана и азота приводит к упрочнению тонкого поверхностного слоя и повышению износостойкости вследствие образования мелкодисперсных фаз оксидов, нитридов и формирования твёрдых растворов, сопровождающихся генерацией напряжений сжатия. Дополнительная ионная имплантация образцов после длительной химической модификации способствует повышению их микротвёрдости. Структурные исследования в сочетании с элементным анализом дали возможность определить механизмы наблюдаемых изменений свойств модифицируемых материалов.

КОМПЛЕКСНАЯ ИОННО-ПЛАЗМЕННАЯ ОБРАБОТКА МЕТАЛЛОРЕЖУЩЕГО ИНСТРУМЕНТА

А. Антонов, В.Т. Барченко, К.В. Павлов, И.П. Сошников
Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет «ЛЭТИ»
Санкт-Петербург, Россия

Формирование функциональных покрытий для металлорежущего инструмента с помощью комплексной ионно-плазменной обработки, включающей азотирование и нанесение азотсодержащих слоев различных металлов, является перспективным направлением в области создания новых конструкционных материалов [1]. В представленной работе проводились исследования создания эффективного функционального комплексного износостойкого функционального покрытия на инструмент, изготовленный из быстрорежущей стали.

Эксперименты проводились на специальном модуле, который описан ранее [2]. Отметим, что модуль позволяет гибко организовать технологический процесс без девакуумизации камеры и, в частности, проводить процесс как в самостоятельном, так и несамостоятельном тлеющем разрядах.

В работе изучено влияние режимов ионной очистки, азотирования инструмента и нанесения слоев TiN на физические и технико-эксплуатационные характеристики (микротвердость, износостойкость и т.п.) этого инструмента при использовании несамостоятельного тлеющего разряда. В частности, изучена зависимость толщины азотируемого слоя от технологических параметров (температуры образца, плотности тока и напряжения разряда, времени экспозиции, состава и давление газа). Показано, что толщина формирующегося азотированного слоя изменяется по закону близкому к линейному. Такой характер зависимости может объясняться в рамках модели, автокаталитических фазовых преобразований, развитой в работах М.Г. Степановой [3].

Было показано, что диффузионная зона при азотировании состоит из ϵ - Fe_3N , γ' - Fe_4N и мартенсита. Обнаружено наличие ультрадисперсных интерметаллидных фаз содержащих TiFe_2 , TiCr_2 и включений аморфной фазы по границам зёрен мартенсита. Кроме того, можно ожидать присутствия Ti Zr Hf на дефектах кристаллической решётки (дислокациях) внутрифазных и межфазных границах.

Проводится сопоставление результатов комплексной ионно-плазменной обработки инструмента в режимах самостоятельного и несамостоятельного разрядов.

В результате проведенной работы делается вывод о перспективности применения несамостоятельного тлеющего разряда для формирования функциональных покрытий металлорежущих инструментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.М.Лахтин, Я.Д.Коган, Г.И.Шнисс, З.Белир. Техника и технология азотирования, М.: Металлургия, 1991
2. В.Т.Барченко, В.А.Коваленко, И.П.Сошников, Тезисы докладов XXX Межд. Конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами, Москва 29-31 Мая 2000 г. М.: Изд-во МГУ, 2000, с. 125.
3. И.П.Сошников, М.Г.Степанова, Н.А.Берт, ФТТ, 40(3), 1998, с. 438

ЭЛЕМЕНТНЫЙ СОСТАВ ГРАДИЕНТНЫХ ПОКРЫТИЙ Ti-Cr-N, ПОЛУЧЕННЫХ ПРИ СОВМЕЩЕНИИ ПЛАЗМЕННЫХ ПОТОКОВ РАЗЛИЧНОЙ ПЛОТНОСТИ

В.С. Куликаускас¹⁾, В.В. Затекин¹⁾, В.М. Анищик²⁾, В.В. Углов²⁾, С.В. Злоцкий²⁾
¹⁾НИИЯФ МГУ, Москва, Россия
²⁾Белгосуниверситет, Минск, Беларусь.

Формирование градиентных тройных систем с переменной концентрацией элементов, как на межфазной границе, так и внутри покрытия позволяют повысить адгезию и улучшить механические свойства покрытий /1/.

Градиентные системы Ti-Cr-N формировались методом конденсации из плазменной фазы в вакууме с ионной бомбардировкой поверхностей образцов при совмещении плазменных потоков титана и хрома переменной плотности в остаточной атмосфере азота. Покрытия осаждались на углеродистую сталь Ст3 (< 0,18 вес. % C) и монокристаллическую подложку кремния с ориентацией (100). Перед осаждением поверхность подложек обрабатывалась ионами Cr⁺ в течение одной минуты при потенциале подложки -1 кВ, токе дуги хромового катода 100 А и давлении в камере 10⁻³ Па. Хром был выбран для ионной очистки в связи с хорошей адгезией его со стальной подложкой. Данная обработка обеспечивала нагрев подложек до температуры 400°С. Покрытия получали при вариации токов хромового и титанового катодов (от 50 до 100 А) и давление газа азота в вакуумной камере 10⁻¹ Па.

Элементный состав покрытий Ti-Cr-N определялся методом резерфордовского обратного рассеяния, оже-электронной спектроскопии и вторичной ионной масс-спектроскопии.

Проведенные исследования полученных покрытий при сочетании различных методов показали, что формируется градиентная структура покрытий переменного состава Ti_xCr_{1-x}N (0,28<x<0,86), где концентрации элементов Ti и Cr изменяются непрерывно с толщиной покрытия. Установлено, что наблюдается корреляция между режимами осаждения (изменением токов титана и хрома) и поведением концентрации этих элементов с глубиной. При этом концентрация азота остается постоянной и составляет около 50 ат. %. На границе покрытие-подложка наблюдается повышение концентрации хрома, что свидетельствует о формировании переходного хромового слоя. Этот промежуточный слой, сформированный при обработке ионами Cr подложки перед осаждением покрытия, увеличивает адгезию покрытия и снижает внутренние напряжения. В работе обсуждается влияние режимов осаждения на элементный состав сформированных градиентных покрытий.

ЛИТЕРАТУРА

Jehn H. A.// Surf. Coat. Technol. 2000. V.131. P.433.

ФАЗОВЫЕ ПРЕВРАЩЕНИЯ В БЫСТРОРЕЖУЩЕЙ СТАЛИ ПРИ ИМПУЛЬСНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ОБРАБОТКЕ

В.М. Анищик¹⁾, В.В. Углов¹⁾, Е.К. Стальмошенко¹⁾, Н.Н. Черенда¹⁾, В.М. Асташинский²⁾, С.И. Ананин²⁾, В.В. Аскерко²⁾, Е.А. Костюкевич²⁾, А.М. Кузьмицкий²⁾, Н.Т. Квасов³⁾, А.Л. Данилюк³⁾, А.В. Пунько³⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

²⁾Институт молекулярной и атомной физики, Минск, Беларусь

³⁾Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь

В настоящем сообщении приводятся результаты исследований структурно-фазовых превращений в инструментальной стали Р6М5 после импульсной обработки компрессионным потоком азотной плазмы с длительностью импульса 80 мкс и плотностью поглощенной энергии в образце 5 – 22 Дж/см².

При проведении исследований использовались методики растровой электронной микроскопии, Оже – электронной спектроскопии и рентгеноструктурного анализа. Анализировались, соответственно, поперечное сечение образцов, элементный и фазовый состав.

Установлено, что воздействие импульсов компрессионной плазмы приводит к внедрению азота концентрацией до 30 ат.% и к существенной модификации структуры слоя образца глубиной до 30 мкм. Происходит мартенсит-аустенитное превращение, распад вторичных карбидов и легирование твердых растворов, как веществом плазмы, так и компонентами растворившихся карбидных фаз. Содержание аустенита в модифицированном слое определяется исходным составом стали и зависит от режимов обработки. Карбид ванадия является более устойчивым к плазменной обработке в данных условиях.

Приведены результаты компьютерного моделирования процессов образования отдельных включений новой фазы и их взаимодействия. Исходя из величины пересыщения твердого раствора, определен объем устойчивого зародыша карбидной фазы. На базе потенциала Леннарда - Джонса методом молекулярной динамики проведена оценка модуля упругости отдельного включения. Предложен формализм для определения упругих постоянных всего образца, содержащего данные включения. С использованием кинетических уравнений рождения-уничтожения проведены теоретические исследования устойчивости системы новой фазы и возможность ее упорядочения.

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЛЕГКИХ ЯДЕР В КОМПЛЕКСНОМ АНАЛИЗЕ СИСТЕМ МЕТАЛЛ-ВОДОРОД

Ю.П. Черданцев

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Анализ результатов исследований систем металл-водород ядерно-физическими (метод ядер отдачи и Резерфордского обратного рассеяния) и атомными (ВИМС, термодесорбционная спектроскопия, акустический анализ вещества, метод позитронной аннигиляции, микроскопия) методами показал высокую эффективность применения неразрушающих ядерно-физических методов анализа, использующих процессы упругого рассеяния ионов ^2He , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O на ядрах водорода и дейтерия. Эти методы, обладая высокой чувствительностью, позволяют, без разрушения поверхности металла, проводить одновременный анализ нескольких элементов, обеспечивать контроль за миграцией легких примесей в процессе анализа. Они позволяют получать уникальную информацию о характеристиках упругого рассеяния (сечениях и функциях возбуждения упругого рассеяния легких ядер на ядрах водорода), а также данные о параметрах атомного взаимодействия пучков МэВ-ных энергий с твердым телом, о скорости образования дефектов, параметрах радиационно - стимулированной диффузии легких примесных атомов, в первую очередь, водорода. В работе представлены новые неразрушающие методы ядерного анализа водорода и дейтерия, основанные на использовании 1,735 МэВ резонанса в упругом $p - ^{12}\text{C}$ рассеянии и резонанса 2,1 МэВ в $\alpha - d$ рассеянии. Методы разработаны на основе данных о сечениях и функциях возбуждения упругого рассеяния легких ионов с энергией $0,5 \div 1$ МэВ/нуклон на ядрах водорода и дейтерия, полученных методом “толстых” мишеней. Для иллюстрации принципиальной возможности использования предложенных методов и поиска оптимальных параметров эксперимента методом машинного моделирования проведен расчет энергетических спектров при различных условиях. Показано, что по сравнению с методом ядер отдачи, за счет высокого сечения в резонансах, предел обнаружения при анализе водорода увеличивается в 5 раз, при анализе дейтерия - в 10 раз. Глубина анализируемого слоя достигает 20 мкм, разрешение по глубине $\sim 0,1$ мкм. Исследованы особенности анализа систем металл-водород ядерно-физическими и атомными методами, связанные с высокой подвижностью водорода и дефектов при радиационном воздействии на характеристики используемых методов. Предложены методики, позволяющие снизить погрешности измерений и повысить достоверность полученных результатов.

МИГРАЦИЯ ВОДОРОДА В МЕТАЛЛАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ УСКОРЕННЫХ ИОНОВ

Ю.П. Черданцев, И.П. Чернов

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Использование пучков ускоренных ионов для анализа водорода и дефектов в металлах и сплавах нередко сопровождается миграцией водорода под действием анализирующего ионного пучка. В результате этого информация о распределении водорода и дефектов, полученная при анализе, искажается. Отрицательное влияние пучка при аналитических исследованиях компенсируется теми уникальными возможностями, которые дают ядерно-физические методы для исследования динамики неравновесных процессов миграции водорода и дефектов при облучении. В настоящей работе представлены результаты исследования миграции изотопов водорода в гидридах и дейтеридах циркония и ванадия; сплавах на основе ванадия и титана; нержавеющей стали различных марок; бериллии, ванадии и ниобии. Изучено влияние электрохимической полировки поверхности металлов на миграцию водорода при последующем ионном облучении. Экспериментальные исследования миграции водорода и дейтерия выполнены методом ядер отдачи для ионов азота с энергией 12-16 МэВ и гелия с энергиями от 1,7 до 3,5 МэВ. Определены и проанализированы три вида функциональных зависимостей концентрации Н от дозы ионного облучения (линейная, экспоненциальная и сложная экспоненциальная зависимость). Показано, что линейная зависимость характерна для дейтерида циркония и водорода, адсорбированного на поверхности нержавеющей стали. Величина сечения выхода водорода из металла находится на уровне 10^{-15} , что существенно выше сечения ядерного взаимодействия. Экспоненциальный спад концентрации водорода наблюдали в образцах ниобия, насыщенного электролитически водородом. Сложная функциональная зависимость, представляющую сумму двух экспонент, обнаружена для имплантированного водородом ванадия и титана. Показано, что форма дозовой зависимости определяется соотношением скорости процессов поступления водорода из глубины материала в анализируемую область и радиационно-стимулированного выхода водорода из этой области. В начальный момент облучения водород выходит из объема металла ограниченного площадью ионного пучка и глубиной, не превышающей пробега анализирующих частиц попадающих в область так называемого термического пика. Коэффициент радиационно-ускоренной диффузии из этой области превышает обычную диффузию Н при комнатной температуре. Поэтому в начальный момент облучения наблюдается резкое снижение содержания водорода в приповерхностном слое. Одновременно водород из глубинных областей материала начинает поступать в анализируемую область, и содержание Н вблизи поверхности начинает постепенно возрастать.

МИГРАЦИЯ И ВЫХОД ВОДОРОДА ИЗ ТИТАНА ПОД ДЕЙСТВИЕМ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.М. Лидер, И.П. Чернов, Ю.И. Тюрин, Ю.П. Черданцев, Г.В. Гаранин

Томский политехнический университет, Томск, Россия

Общеизвестно, что водород и его изотопы оказывают вредное влияние на механические свойства многих конструкционных материалов. В связи с этим при загрязнении титана водородом существует угроза разрушения критически важных конструкций на основе титановых сплавов, и это ограничивает их использование в промышленности. Таким образом, возникает задача разработки метода восстановления структуры металла, подвергнутого водородному воздействию. Обнаружено, что рентгеновское облучение титанового сплава значительно снижает уровень содержания водорода. Исследовался титан марки ВТ1-0. Образцы были нарезаны из листового титана толщиной 3 мм, после механической обработки и полировки были подвергнуты гомогенизирующему вакуумному отжигу при температуре 700°C с последующим охлаждением в вакууме. Для повышения точности измерения содержания водорода в титане и исключения влияния водорода окружающей среды использовался изотоп водорода – дейтерий. Образцы насыщались дейтерием из 0.1М электролита D_2SO_4 с добавлением 0.1 мг Bi_2O_3 на литр раствора в течение 240 мин при плотности тока 0.5 A/cm^2 . Висмут использовался в качестве катализатора процесса внедрения водорода. Сразу после насыщения образцы были подвергнуты рентгеновскому облучению. Доза облучения составляла от 0.5 до 6×10^3 рад. Для измерения остаточного содержания дейтерия в титане был использован метод термогазовыделения. Метод основан на непрерывной регистрации масс-спектрометром интенсивности линии выделяемого дейтерия в ходе линейного нагрева образца в вакуумной ячейке. Под действием рентгеновского облучения наблюдается миграция водорода в титане. Снижаются как локальные концентрационные максимумы, так и объемное содержание водорода. При облучении образца рентгеновскими лучами в течение 1 мин (6×10^3 рад) количество оставшегося после внедрения дейтерия снижается на четверть по сравнению с необлученным образцом. Наблюдаемый эффект объясняется на основе аккумулирующих свойств водорода в твердом теле.

СОЗДАНИЕ НЕРАЗРУШАЮЩЕГО МЕТОДА ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ ПРИМЕСЕЙ ВОДОРОДА В КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛАХ

М.В. Лукашевский, А.В. Лубенченко

Московский энергетический институт (Технический университет), Москва, Россия,

Целью работы является создание метода неразрушающего контроля содержания изотопов водорода в конструкционных материалах. Эта задача представляет большой интерес для термоядерных исследований, такой метод может быть так же применен при исследовании стехиометрического состава углеводородных соединений. В то время как широко распространенный способ анализа элементного состава поверхностных слоев материалов – Оже-спектроскопия принципиально не позволяет идентифицировать легкие атомы (водород и гелий).

При обратном рассеянии электронов от ядер водорода, часть их кинетической энергии передается рассеивающим центрам. Т.к. соотношение масс атомных ядер и электронов очень велико, этот эффект обычно не учитывается. Тем не менее, эти потери энергии наблюдаемы в области характеристических потерь (ХПЭ) на энергетическом спектре отраженных от исследуемого образца электронов и несут информацию о количестве водорода в материале.

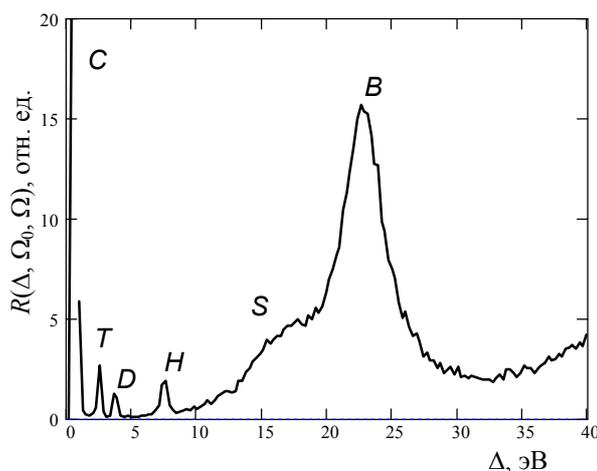


Рис. 1. Спектр характеристических потерь энергии отраженных электронов

На рис. 1 изображен ХПЭ-спектр, в диапазоне потерь энергии от 0 до 40 эВ, электронов, отраженных от углеродной мишени, полученный методом имитационного моделирования. Начальная энергия электронов составила 4 кэВ. Различимы пики, обусловленные потерями энергии при отражении от различных изотопов водорода.

Для реализации предлагаемого метода диагностики не требуется создание специальной установки, получение необходи-

мых энергетических спектров может быть осуществлено при помощи стандартной экспериментальной техники, например, Оже-спектрометра.

Для апробации метода проведены компьютерные эксперименты с помощью созданной автором программы моделирования взаимодействия частиц с веществом (SPIM-L).

В работе сформулированы рекомендации по оптимальной постановке эксперимента для эффективного определения содержания примеси водорода. Получено аналитическое описание исследуемых спектров-ХПЭ. Разработан и апробирован метод восстановления послойного профиля концентрации примесей водорода в конструкционных материалах на основе интерпретации спектров характеристических потерь энергии электронов.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛОСКИХ ВОДОРОДНЫХ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ МЕТОДОМ КАНАЛИРОВАНИЯ

Г.П.Похил¹⁾, А.Ф.Тулинов¹⁾, В.П.Попов²⁾, В.Б.Фридман¹⁾

¹⁾НИИ ядерной физики МГУ, Москва, Россия, pokhil@nucl-th.sinp.msu.ru

²⁾Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Мы исследовали Si (100), имплантированный водородом с энергией 67 КэВ и дозой 10^{17} см⁻² методом каналирования ионов в сочетании с методом ядер отдачи [1]. Образец был отожжен при температуре 450°C, время отжига 1 час. Образец для исследования был получен следующим образом. Соединенные для получения КНИ пластины разъединялись. Затем стравливался слой SiO₂. Исследовались структуры, образованные водородом, протифундировавшим в кремний через слой SiO₂. Для анализа использовались ионы He с энергией 2 МэВ. Пучок был направлен под углом 15° к поверхности кристалла. Детектор находился под углом 25° к поверхности, т.е. угол рассеяния составлял 40°. Кристалл кремния был установлен на гониометре. Детектор перемещался вместе с кристаллом так, чтобы эффект теней не искажал угловые зависимости. Кристалл ориентировался так, чтобы плоскость падения пучка была вблизи исследуемой кристаллографической плоскости. Затем измерялся выход ядер отдачи дейтерия как функция угла между направлением пучка и кристаллографической плоскостью кристалла. Кроме того, измерялась такая же угловая зависимость упруго рассеянных ионов He. Плоскости, которые мы исследовали (110), (11 $\bar{0}$) и (100), расположены перпендикулярно поверхности кристалла Si (001).

Обнаруженные угловые зависимости выхода ядер отдачи дейтерия подгонялись расчетными, полученными с помощью машинного моделирования. Это позволило определить местоположение атомов водорода в поперечном сечении плоскостных каналов (100), (110) и (-110). Если предположить, что атомы водорода находятся в структуре $[H_2^*]_n^2$, то можно определить координаты атомов водорода в элементарной ячейке кристалла кремния.

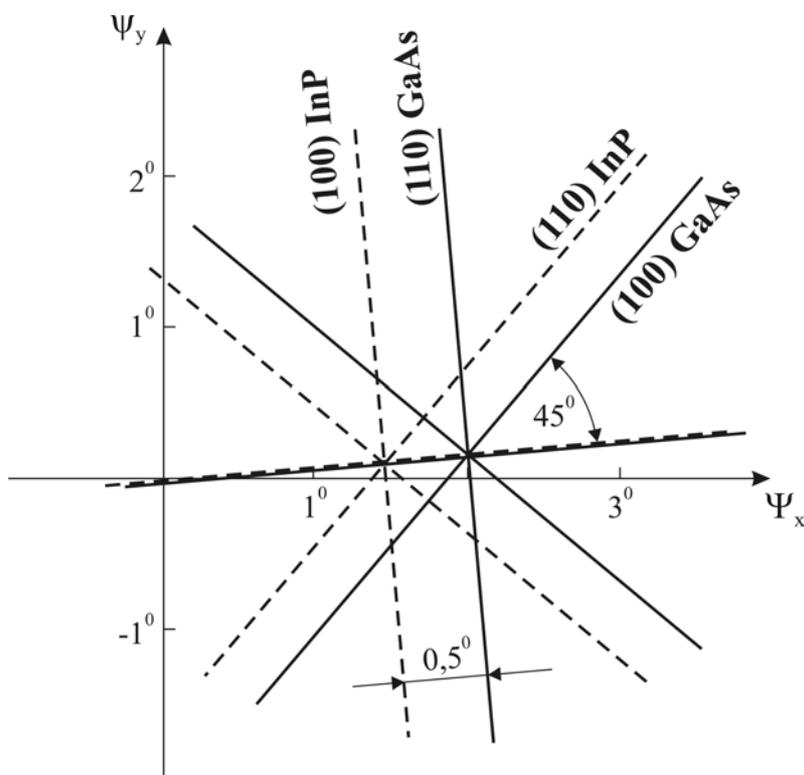
ЛИТЕРАТУРА

1. Похил Г.П., Попов В.П., Гутаковский А.К. // Изв. РАН, серия физ., 2000, т. 64, №11, с.2114-2119

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЕФЕКТНОСТИ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНОК InP, ВЫРАЩЕННЫХ НА GaAs (100)

Е.Ю. Боярко, В.М. Малютин, Ю.Ю. Крючков, В.П. Кощеев
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Методом резерфордского обратного рассеяния каналированных (РОР/К) ионов гелия (энергия – 4,5 МэВ; угол регистрации рассеянных ионов – 170°) обнаружена азимутальная разориентация на 45° выращенной средствами жидкостной эпитаксии пленки InP относительно подложки $\langle 100 \rangle$ GaAs.



На рисунке представлены стереографические проекции (на плоскость, параллельную поверхности образца), полученные с помощью ориентационных зависимостей выходов обратного рассеяния РОР/К ионов от подложки GaAs и эпитаксиальной пленки InP. Кроме азимутальной разориентации, наблюдается разориентация на $(0,5^\circ)$ главного кристаллографического направления пленки относительно подложки.

Помимо этого, анализ энергетических спектров РОР/К ионов позволяет сделать вывод о двух ярко выраженных слоях разной степени дефектности, а именно: повышенной дефектности вблизи границы раздела “пленка-подложка” (по всей видимости – дислокации несоответствия) толщиной ~ 250 нм и постепенного снижения концентрации дефектов к открытой поверхности (полная толщина пленки – 500 нм).

ПРИМЕНЕНИЕ СПЕКТРОМЕТРИИ ЯОР ПРОТОНОВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МДО-ПОКРЫТИЙ НА ТАНТАЛЕ И НИОБИИ

¹⁾А.М.Борисов, ²⁾Р.М. Желтухин, ²⁾В.П. Мичурина, ¹⁾Е.А. Романовский, ¹⁾М.В. Серков,
³⁾И.В.Суминов, ²⁾И.В. Эпельфельд

¹⁾МАТИ – Российский государственный технологический университет им. К.Э. Циолковского им. К.Э. Циолковского

²⁾НИИ ядерной физики МГУ

Защитное покрытие на тантале и ниобии должно обладать высокой износостойкостью, низкой пористостью и хорошей адгезией. Метод микродугового оксидирования (МДО) позволяет получать инертные тугоплавкие покрытия, удовлетворяющие этим требованиям. Использование электролита на основе гексафторсиликата магния позволяет сформировать керамикоподобное покрытие, состоящее из оксидов металла подложки, оксида магния и/или оксида кремния. В настоящей работе исследовали влияние состава электролита на структуру МДО-покрытий. Состав покрытий анализировали с помощью метода спектрометрии ядерного обратного рассеяния протонов (ЯОР) с энергией 7,7 МэВ. Анализ спектров ЯОР позволил построить концентрационные кривые распределения элементов по толщине покрытия. Найдено, что при оксидировании тантала МДО-покрытия имеют четко выраженную границу раздела “покрытие-металл”. По элементам покрытие состоит из тантала (10-20ат.%), магния (15-20ат.%) и кислорода. Добавление фосфорной кислоты в электролит приводит к уширению границы покрытие-металл подложки и значительному снижению магния. МДО-покрытия на ниобии имеют сложную структуру, в которой можно выделить два основных слоя. Верхний - содержит ниобий (10-20ат.%), магний и/или кремний (15-20ат.%) и кислород. Нижний слой состоит из смеси оксида ниобия и металлического ниобия. Количество ниобия по толщине покрытия постепенно увеличивается до 100%-ной концентрации. При добавлении фосфатов в электролит зафиксировано уменьшение количества оксидов магния и/или кремния в МДО-покрытии, что отрицательно сказывается на формировании керамикоподобной структуры.

СПЕКТРОМЕТРИЯ ЯОР И РЕНТГЕНОВСКИЙ СТРУКТУРНЫЙ АНАЛИЗ В ИССЛЕДОВАНИЯХ TiN ПОКРЫТИЙ И МОДИФИЦИРОВАННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ НА ТИТАНЕ

С.Я.Бецофен¹⁾, П.Н.Белкин²⁾, И.Г. Дьяков²⁾, А.М. Борисов¹⁾, Е.А. Романовский³⁾, М.В. Серков³⁾, А.М.Смыслов¹⁾

¹⁾МАТИ – Российский государственный технологический университет им. К.Э. Циолковского, Москва, Россия

²⁾Костромской государственный университет им. Н.А.Некрасова, г. Кострома, Россия

³⁾НИИ ядерной физики МГУ, Москва, Россия

Нанесение высокопрочных покрытий на основе нитрида титана и диффузионное насыщения поверхности азотом (азотирование) широко используют в производстве деталей машин и различного инструмента. Вопросам состава и структуры, определяющим физико-механические и другие служебные свойства покрытий и поверхностных слоев, уделялось и уделяется большое внимание. В настоящей работе с использованием методов спектрометрии ядерного обратного рассеяния (ЯОР) протонов и рентгеноструктурного анализа исследовали многослойные TiN покрытия на титановом сплаве, полученные методом физико-парового осаждения, и влияние параметров (температуры и времени) анодной химико-термической обработки (АХТО) на элементный состав, морфологию и кристаллическую структуру модифицированного поверхностного слоя титанового сплава ВТ1–0. При ЯОР протонов с энергией 7.7МэВ определение дифференциальных сечений ЯОР протонов для Ti проводили методом двухслойной мишени с установкой на лицевой стороне мишени танталовой фольги толщиной 10 мкм. Процесс АХТО проводили в водном растворе хлорида аммония (10%), обеспечивающего необходимую проводимость электролита, и аммиака (5%), служащем для повышения потенциала азотирования. Локализация выделения энергии при плотности тока через поверхность $\sim 1\text{А/см}^2$ и напряжении 200-300В обеспечивала формирование парогазовой оболочки вокруг образца и его разогрев до температур 600-800°C. Время обработки варьировали от 3 до 5 минут. Установлено, что АХТО титанового сплава приводит к образованию на поверхности сплошного неоднородного по толщине (до 10мкм) оксидного слоя. Далее по глубине обнаруживается азотированный слой, отчетливо фиксируемый методом ЯОР после абразивного удаления оксидного слоя. За 3-5 минут процесса АХТО толщина азотированного слоя превышает 50 мкм. В работе получены также распределения азота и титана по глубине в многослойных TiN покрытиях, обсуждаются возможности метода ЯОР для решения актуальной проблемы неразрушающего контроля и сертификации такого рода покрытий.

ИССЛЕДОВАНИЕ РОСТА И ТЕРМИЧЕСКОЙ СТАБИЛЬНОСТИ СВЕРХТОНКИХ СЛОЕВ HfO_2 И ZrO_2 НА КРЕМНИИ

А.В. Зенкевич¹⁾, Ю.Ю. Лебединский¹⁾, В.Н. Неволин¹⁾, В.С. Куликаускас²⁾

¹⁾Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия

²⁾НИИ ядерной физики МГУ, Москва, Россия

Сверхтонкие слои оксидов металлов с высоким коэффициентом диэлектрической проницаемости представляют исключительный интерес в качестве материала для подзатворного диэлектрика для следующих поколений КМОП-приборов. В настоящей работе представлены результаты детального исследования процесса формирования обеих границ раздела $\text{Si}/\text{MeO}_2/\text{Si}$ ($\text{Me}=\text{Hf}, \text{Zr}$), а также их термической стабильности. Использовался исследовательский комплекс, совмещающий рост металлических и оксидных слоев методом (реактивного) импульсного лазерного осаждения (ИЛО) и их *in situ* - исследование методами РФЭС и спектроскопии рассеяния медленных ионов (СРМИ) на базе электронного спектрометра XSAM-800. Для исследования возможных ориентационных эффектов в исследуемых структурах использовался метод обратного резерфордовского рассеяния (ОРР) и каналирования легких ионов. Были установлены оптимальные- с точки зрения получения сплошных сверхтонких стехиометрических слоев- условия, именно, $P_{\text{O}_2}=10^{-4} - 10^{-2}$ Торр, $\nu \sim 1$ Гц, $T=20^\circ\text{C}$, с последующим отжигом в атмосфере O_2 при $T=650^\circ\text{C}$. Исследование начальных стадий формирования слоя HfO_2 на кремнии показало, что при использовании р-ИЛО при комнатной температуре граница раздела является резкой, и образования SiO_2 не происходит. В то же время, во время отжига, в зависимости от давления кислорода, происходит либо рост слоя SiO_2 до толщин ~ 4 нм, либо термическое разложение оксидов металлов, начиная с границы раздела с кремнием, при $T \geq 850^\circ\text{C}$. Обнаруженный эффект связан по-видимому с образованием большого количества вакансий по кислороду в слое оксида металла, которые дают возможность атомам кремния на границе раздела проникать в слой оксида. В результате наблюдается образование и рост силицида соответствующего металла, причем зерна силицида обладают преимущественной ориентацией в направлении (001), что подтверждается данными ОРР и каналирования легких ионов. Этот вывод подтверждается как данными РФЭС, так и ОРР. Полученные данные важны с точки зрения использования указанных материалов (HfO_2 и ZrO_2) в технологии КМОП, поскольку последующие технологические шаги предполагают отжиг выращенных структур металл- диэлектрик- полупроводник.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке ФЦП «Интеграция науки и высшего образования России».

КОМПОЗИЦИОННЫЙ СОСТАВ И СМАЧИВАЕМОСТЬ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ, МОДИФИЦИРОВАННОГО ИОННО-АССИСТИРОВАННЫМ ОСАЖДЕНИЕМ ПОКРЫТИЙ

И.С. Ташлыков, С.М. Барайшук

Белорусский государственный педагогический университет им. М. Танка,
Минск, Беларусь

Для модифицирования смачиваемости поверхности (100) кремния на него нанесли покрытия на основе С и Мо при ионном ассистировании в условиях саморадиации. Энергия ассистирующих ионов была 3 кэВ, вакуум при осаждении покрытий составлял $\sim 10^{-2}$ Па, измеренная скорость осаждения 0,3 – 0,4 нм/мин, отношение ионизированной фракции к нейтральной фракции осаждаемого покрытия было 0,2 – 0,4. Элементный послойный анализ поверхности модифицированных образцов выполняли с применением метода РОР ионов He^+ с $E_0=1,4$ МэВ и компьютерного моделирования по программе RUMP. Для измерения краевого угла смачивания поверхности в дистиллированной воде применялась методика, описанная в /1/. Установлено, что в состав покрытий, осаждённых на кремний, входят химические элементы: водород, углерод, кислород, кремний и атомы - основы покрытия: молибден и углерод из вакуумного резонансного источника плазмы. Содержание компонентов незначительно меняется по толщине покрытий. Измеренный краевой угол смачивания увеличивается с $68,1^\circ$ до $77,0^\circ$ и $87,6^\circ$ при нанесении на кремний покрытий на основе Мо и С соответственно. Отмечается появление гистерезиса в смачивании поверхности при выдавливании капли на изучаемую поверхность и втягивании её затем в шприц.

ЛИТЕРАТУРА

Elkin B., Mayer Y., Schindler B., Vohner U. // Surf. and Coat. Techn. 1999. V. 116-119, p. 836

ЭЛЕМЕНТНЫЙ СОСТАВ, ТОПОГРАФИЯ И СМАЧИВАЕМОСТЬ ПОВЕРХНОСТИ РЕЗИНЫ, МОДИФИЦИРОВАННОЙ ИОННО-АССИСТИРОВАННЫМ ОСАЖДЕНИЕМ ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ С, Ti, Mo

И.С.Ташлыков, О.Г.Верес

Белорусский государственный педагогический университет, Минск, Беларусь

Для повышения долговечности манжетных уплотнений, изготавливаемых на основе полярных каучуков, проводятся исследования состава структуры и свойств поверхности изделий, модифицированных осаждением покрытий в условиях ионного ассистирования. В настоящей работе обсуждаются оригинальные результаты, полученные в развитие ранее выполненных исследований /1,2/. Для модифицирования смачиваемости поверхности резины марки Р-26 на нее наносились покрытия на основе С, Ti и Mo при ионном ассистировании в условиях саморадиации. Осаждение покрытий осуществляли в вакууме $\sim 10^{-2}$ Па при скорости 0,3-0,4 нм/мин в условиях, когда отношение ионизированной фракции (J) к нейтральной фракции (A), генерируемых резонансным дуговым источником при подаче на мишень напряжения 3 кВ, было J/A=0,2-0,4. С применением метода РОР и компьютерного моделирования определено, что в составе покрытий кроме элементов основы покрытия содержатся водород, углерод, кислород, а также сера и цинк, продиффундировавшие в покрытие из резины в процессе формирования структур покрытие/резина. Топография исходной поверхности резины имеет “волнообразный” характер, а модифицированной – характер остроугольных пирамид разной высоты и плотности. Измеренный угол смачивания дистиллированной водой исходной и модифицированной осаждением покрытий на основе С, Ti и Mo резины составляет 90° , $74,6^\circ$, $98,6^\circ$ и $62,4^\circ$ соответственно.

ЛИТЕРАТУРА

1. Касперович А.В., Ташлыков И.С.// Тезисы докладов XXXI международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 2001, с. 153.
2. Ташлыков И.С. и др.// Тезисы докладов XXXI международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 2003, с. 143.

ПРИМЕНЕНИЕ РЕЗОНАНСНОЙ ЯР ${}^1\text{H}({}^{15}\text{N},\alpha\gamma){}^{12}\text{C}$, РОР ИОНОВ ГЕЛИЯ И КОМПЬЮТЕРНОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СОСТАВА ПОКРЫТИЙ НА ОСНОВЕ Cr, НАНЕСЕННЫХ НА АЛЮМИНИЙ, СТАЛЬ И КРЕМНИЙ

В.В.Тулъев¹⁾, И.С.Ташлыков²⁾

¹⁾Белорусский государственный технологический университет

²⁾Белорусский государственный педагогический университет, г. Минск, Беларусь

На подложки из стали марки Ст40Х, алюминия и кремния наносились покрытия на основе Cr методом ионно-ассистированного осаждения в условиях саморадиации. Осаждение покрытий на подложки происходило при интегральном потоке ассистирующих ионов $(0.2-12)\cdot 10^{17}$ ион/см² и энергии ионов 5-15 кэВ. Плотность ионного тока составляла 4-5 мкА/см², вакуум в мишенной камере $\sim 10^{-2}-10^{-3}$ Па. Изучение элементного состава полученных структур проводилось методом резерфордовского обратного рассеяния ионов гелия с $E = 2$ МэВ и компьютерного моделирования с помощью программы RUMP. Было установлено, что в состав полученных покрытий входит хром, кислород, углерод, водород и атомы подложки (Fe, Al, Si). Для того, чтобы подтвердить наличие водорода в покрытиях, использовалась резонансная ядерная реакция ${}^1\text{H}({}^{15}\text{N},\alpha\gamma){}^{12}\text{C}$ при изучении покрытий, осажденных на образцы-свидетели из кремния. Распределение водорода по глубине в изучаемых покрытиях было определено с применением амселевского сканирования энергии ионов N^+ при проведении прямых экспериментов с использованием резонансной ($\Gamma=1.86$ кэВ) ядерной реакции при взаимодействии с водородом ионов азота, ускоренных до энергии 6.6 МэВ.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИОННОЙ СПОСОБНОСТИ СВЕЖЕГО СКОЛА МОНОКРИСТАЛЛОВ LiH МЕТОДОМ РЕЗЕРФОРДОВСКОГО ОБРАТНОГО РАССЕЙНИЯ

Ф.Г.Нешов, Г.И.Пилипенко, О.В.Рябухин

Уральский государственный технический университет, г. Екатеринбург, Россия

Известно, что гидрид лития обладает высокой реакционной способностью взаимодействия с атмосферой. При взаимодействии с компонентами воздуха на поверхности гидрида лития образуются пленки, содержащие LiOH, Li₂CO₃ и Li₂O. В работе [1] с помощью электронной микроскопии и рентгенографического анализа исследованы динамика роста, химический состав, топография данных соединений. При этом время атмосферной экспозиции составляло от недель до 6 месяцев. Возможности резерфордского обратного рассеяния (РОР) позволяют провести исследования на самых ранних стадиях образования пленки.

В данной работе методом РОР определялись концентрация и глубина распределения кислорода в приповерхностном слое свежесколотого монокристалла LiH. Монокристаллы выращены методом Стокбаргера при избыточном давлении водорода до 10 атмосфер. Скол образцов проводился по плоскости спайности {100} непосредственно в исследовательской камере ускорителя при вакууме порядка 10⁻⁵ мм.рт.ст. Измерения проводились с использованием ионов He⁺ с энергией 3 МэВ. Энергетический спектр ионов гелия, рассеянных кристаллом на угол 90°, позволяющий с достаточной статистической точностью определять концентрацию кислорода, измерялся при флюенсе 10¹⁵ см⁻². Непосредственно после скола на поверхности кристалла обнаружено наличие углерода и кислорода в количестве 1,4·10¹⁶ и 0,8·10¹⁶ ат/см² соответственно. В последующем, при контакте с атмосферой участок кристалла, который подвергался облучению, сорбировал значительно большее количество кислорода. В таблице (в предположении об образовании LiOH) приведены толщины пленок в зависимости от времени контакта поверхности скола с атмосферой.

Т, мин	Толщина пленки, Å	
	Облученная поверхность	Необлученная поверхность
0	7,1	7,1
15	731	139
105	1408	792
165	1490	1081
1305	2153	2071

ЛИТЕРАТУРА

1. Holcombe G.E., Powell G.L.// J. Nucl. Mater., 1973, vol. 47, №1, p. 121-124

АНАЛИЗ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЦИНКА В ПРИПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ БЫСТРОЗАТВЕРДЕВШИХ ФОЛЬГ СПЛАВОВ Al-Zn

И.И. Ташлыкова-Бушкевич¹⁾, Е.С. Гутько²⁾, В.Г. Шепелевич²⁾

¹⁾ Учреждение образования “Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники”, г. Минск, Беларусь,

²⁾ Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Фольги сплавов Al-1.0; 2.0; 4.0; 6.0 Zn (ат. %) были получены сверхбыстрым затвердеванием из расплава (в массивной части фольг толщиной 30-60 мкм скорость охлаждения расплава $\sim 10^6$ К/с). Сплав Al-4.0 Zn отжигался при температурах 200 °С и 500 °С, а сплав Al-6.0 Zn – при 300 °С. Состав и послойное распределение элементов исследовались с применением метода РОР и моделирующей программы RUMP, а также метода оже-электронной спектроскопии (ОЭС). Погрешность при определении концентрации цинка методом РОР была 3-5 %, методом ОЭС – до 30 %. Топография поверхности и распределение элементов по поверхности фольг изучались с помощью растровой электронной микроскопии. Определено, что быстрозатвердевшие сплавы имеют ячеистую структуру. Размер ячеек составляет 1-7 мкм для сплава Al-2.0 Zn. Получено, что цинк распределен по поверхности фольг равномерно. Его концентрация в сплавах Al-2.0; 6.0 Zn совпадает с расчетными значениями. При отжиге сплава Al-6.0 Zn происходит распад пересыщенного твердого раствора, вследствие чего на поверхности образцов формируются выделения цинка. Методом ОЭС найдено, что на поверхности фольг присутствуют кислород и углерод (до глубины 0.1 мкм и 0.2 мкм соответственно). Их концентрация в приповерхностном слое сплава Al-4.0 Zn толщиной до 0.05 мкм в среднем составляет около 36 ат. % и 22 ат. % соответственно. Цинк в сплаве распределен в пределах погрешности равномерно по глубине фольги в приповерхностном слое толщиной до 1.0 мкм. В среднем его концентрация составляет ~ 3.7 ат. %. Однако методом РОР установлено, что в области поверхности (до 0.3-0.4 мкм), контактирующей с подложкой, цинк распределен неравномерно: тонкий приповерхностный слой (0.02 мкм) фольг обеднен цинком. Его содержание в сплавах Al-1.0; 4.0 Zn составляет в среднем 0.35 ат. % и 1.7 ат. % соответственно. С глубиной концентрация цинка медленно возрастает, достигая 1.42 ат. % (1.2 мкм) и 3.6 ат. % (2.0 мкм) соответственно. Обнаружено, чем выше температура отжига, тем больше цинка содержится в тонком приповерхностном слое фольги. По-видимому, цинк диффундирует на поверхность фольг при отжиге. Характер распределения цинка в приповерхностной контактирующей с воздухом области фольги, отожженной при 500 °С, сохраняется таким же, как и в области поверхности, контактирующей с подложкой.

Данная работа частично финансируется Белорусским республиканским фондом фундаментальных исследований (грант № Ф03М-043).

СЛОИ “РАСТЯНУТОГО” КРЕМНИЯ В СТРУКТУРАХ КРЕМНИЙ–НА- ИЗОЛЯТОРЕ

В.П. Попов, И.Е. Тыщенко, С.А. Талочкин

Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск

Приборы на структурах КНИ, исходно предназначавшиеся для создания радиационно-стойких приборов, стали сегодня главным направлением в развитии микроэлектроники. Известно, что использование слоев растянутого кремния увеличивает подвижность носителей заряда в слоях кремния и приводит к росту быстродействия интегральных схем.

Нами было показано, что отжиг структур КНИ, полученных методом прямого сращивания и водородного переноса при высоком гидростатическом давлении до 1 ГПа приводит к растяжению слоя кремния толщиной до 500 нм на 0,6%. Наибольшие растягивающие деформации можно достичь на ультра тонких (до десятка нанометров) слоях кремния. Однако метод дифракции рентгеновских лучей для анализа таких слоев не дает требуемой информации из-за низкого сигнала и значительного уширения пика. Необходимой чувствительностью обладает метод электронной дифракции, но он не позволяет одновременно наблюдать дифракцию от подложки и от слоя кремния на изоляторе.

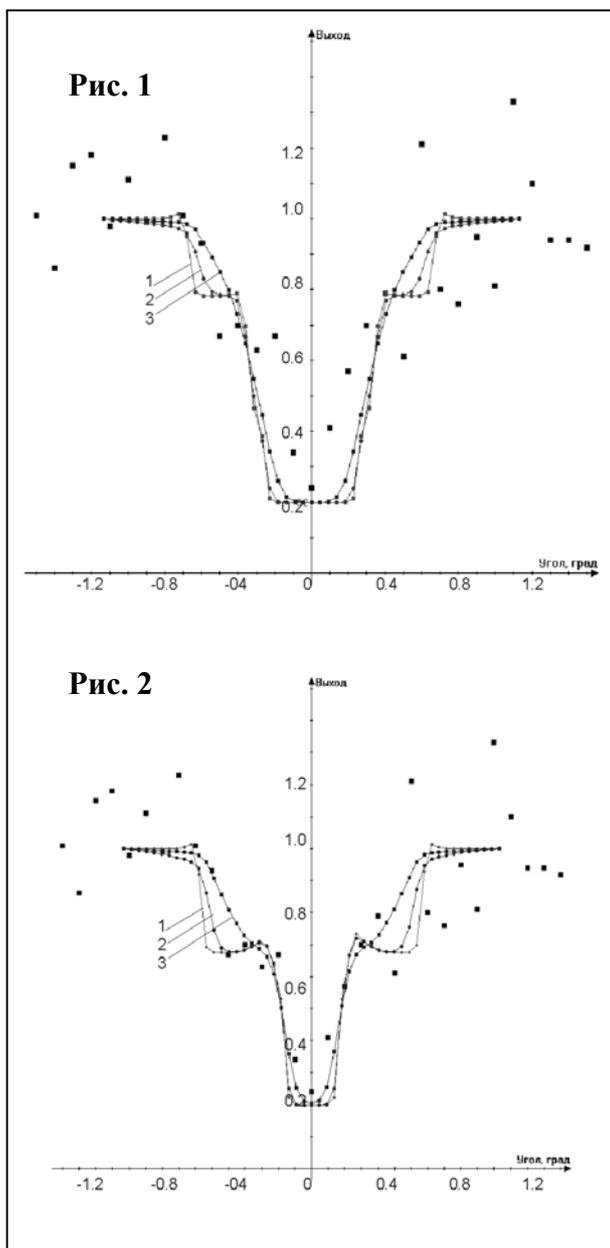
Показано, что при энергии ионов He около 2 МэВ возможно одновременное определение углов каналирования в подложке и пленке кремния при толщине изолирующего слоя до 300 нм. Определены зависимости углов каналирования от условий термообработок и наличия диэлектрических пленок на поверхности структуры. Проведено сравнение с результатами измерений напряжений в пленке кремния методом рамановского рассеяния.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРНЫХ ОСОБЕННОСТЕЙ КИСЛОРОДНОЙ ПОДРЕШЕТКИ В КРИСТАЛЛЕ $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ МЕТОДОМ КАНАЛИРОВАНИЯ

Боровик А.С., Малышевский В.С.

НИИ физики Ростовского государственного университета, г. Ростов-на-Дону, Россия

На основе разработанной авторами ранее диффузионной модели каналирования ионов в многокомпонентных кристаллах /1/ исследованы особенности кислородной подрешетки в кристалле $YBa_2Cu_3O_{7-x}$.



На измеренной угловой зависимости выхода резонансной ядерной реакции гелия и кислорода при энергии ионов 3.05 МэВ вдоль направления $\langle 001 \rangle$ наблюдаются отчетливые ступеньки при угле регистрации 0.4° . Появление ступеней связано с тем, что вдоль направления $\langle 001 \rangle$ атомы кислорода расположены в цепочках трех типов: в смешанных Cu-O цепочках и O-O цепочках двух типов. Особенности углового распределения (ширина распределения, положение и ширина ступеньки) зависят от таких параметров кислородных цепочек, как наличие и величина статических смещений атомов кислорода из узлов кристаллической решетки и существование вакансий в кислородных цепочках. На рис. 1 представлены экспериментальные результаты и численные расчеты на основе диффузионной модели (кривые 1, 2 и 3 соответствуют расчетам выхода на глубинах, кристалла, соответственно, 0.0, 0.01 и 0.1 мкм) в предположении, что статические смещения кислорода отсутствуют, а отношение концентраций атомов кислорода в цепочках (в обозначениях работы /1/) O(3)-O(4), O(2)-O(2) и Cu-O(1) соответствует равновесному значению, и равно $3/7:2/7:2/7$, что не дает согласия с измеренными угловыми распределениями выхода. Наилучшее

согласие (рис. 2) получается при предположении, что атомы кислорода в цепочках O(3)-O(4) и O(2)-O(2) смещены из положений равновесия в поперечном направлении на расстояние 0.25 Å, а соотношение концентраций атомов кислорода в цепочках равно $1/6:5/12:5/12$, что свидетельствует о наличии вакансий в цепочке O(3)-O(4).

ЛИТЕРАТУРА

1. Боровик А.С., Епифанов А.А., Корнеев Д.А., Малышевский В.С. // Препринт ОИЯИ, P14-92-396, с. 18.

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ СИЛИЦИДА МАРГАНЦА СПЕКТРОСКОПИЕЙ ОБРАТНОГО РАССЕЙЯНИЯ АЛЬФА-ЧАСТИЦ И ДИФРАКЦИЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ

К.Адамбаев

Ургенчский государственный университет им. аль-Хорезми, г Ургенч, Узбекистан

Известно, что при нагреве в определенном интервале температур системы Mn-Si имеет место твердофазная реакция между Mn и Si, в результате которой на монокристаллическом кремнии образуется пленка силицида марганца.

В данной работе изучены состав и структура полученных пленок. Состав силицида марганца исследовался спектроскопией обратного рассеяния альфа-частиц и оже-электронной спектроскопией. Кристаллическая структура образцов изучалась с помощью электронной дифракции.

Установлено, что при температурах $400 < T < 800$ °C образуется моносилицид марганца MnSi, а при более высоких температурах $T > 800$ °C – высший силицид марганца MnSi_{1,75}.

Показано, что толщина образуемой пленки определяется процессами диффузии и реакции марганца и кремния.

Определено, что при начальном этапе рост пленки лимитируется реакцией между Mn и Si, а при заметной толщине пленки ($d > 1$ мкм) диффузией элементов через слой силицида марганца.

Установлено, что кристаллическая структура силицида марганца и ориентация кристаллитов силицида марганца относительно подложки обуславливает фоточувствительность образцов, величину фото- и термо-ЭДС.

ИЗМЕНЕНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ И МИКРОМОРФОЛОГИИ ПОВЕРХНОСТИ СТРУКТУР С ПЛЕНКАМИ ОКИСЛОВ ТЯЖЕЛЫХ МЕТАЛЛОВ ПОСЛЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ОБЛУЧЕНИЯ

²⁾А.Н. Киселев, ¹⁾Н.Д.Латышева, ²⁾В.А. Перовощиков, ¹⁾В.Д.Скупов

¹⁾ФГУП Научно-исследовательский институт измерительных систем им. Ю.Е. Седакова, г. Н. Новгород, Россия.

²⁾Научно-исследовательский физико-технический институт нижегородского государственного университета им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород, Россия.

Объектами исследований являлись компоненты МДП-структур, изготовленных на кремниевых монокристаллических подложках и эпитаксиальных слоях композиций «кремний на диэлектрике». МДП -структуры формировались на структурах «кремний на сапфире» ($d_{Si}=0.3$ мкм) (КНС) и монокристаллах кремния КЭФ-4.5 (001) толщиной 450 мкм. исходные образцы окислялись в сухом кислороде при $t=850^{\circ}C$. толщина слоя диоксида кремния не превышала 100 нм. Затем на часть образцов магнетронным напылением осаждался алюминий толщиной не более 100 нм. Далее на структуры методом осаждения из металлоорганических растворов наносились слои окислов ZrO_2 . структуры подвергались воздействию рентгеновского излучения. облучение импульсным рентгеновским излучением проводилось на установке «Аргумент-300» 10 импульсами длительностью 10 нс каждый через 5 мин. Максимальная энергия 300 кэВ, средняя эффективная энергия спектра 70 кэВ, в одном импульсе набиралось не менее 30 Р. Экспозиционная доза измерялась при помощи дозиметра ДКС-05. Погрешность определения дозовых значений составила не более 20%. Проводились эллипсометрические и электрические измерения, а также исследования микроморфологии.

По результатам проведенных исследований выявлено следующее:

- на исходных структурах изменения после воздействия рентгеновского излучения заметнее там, где отсутствует металлический слой;
- в структурах $ZrO_2-Al-SiO_2-Si-Al_2O_3$ оптические параметры слоев SiO_2 являются более чувствительными к рентгеновскому излучению, чем параметры однослойного ZrO_2 ;
- слои Si менее чувствительны к рентгеновскому излучению, если над ними расположен слой Al, чем в случае только диэлектрических слоев сверху;
- отжиг после облучения стабилизирует как удельное сопротивление, так и оптические характеристики, а повторное облучение – нет.

Полученные результаты объясняются ионизационными эффектами, проявляющимися при воздействии на МДП-структуры рентгеновского излучения.

ТЕРМОДЕСОРБЦИЯ He И Ne ИЗ ТИТАНА

И.В. Швей¹⁾, А. van Veen²⁾, Н.Г. Чеченин¹⁾

¹⁾НИИ ядерной физики МГУ, Москва, Россия

²⁾Interfaculty Reactor Institute, Delft University of Technology, Delft, Netherlands

В последние годы широко проводятся исследования по разработке систем хранения и регенерации водорода. Металлические аккумуляторы водорода в отличие от используемых сейчас систем хранения под давлением или в сжиженном состоянии обладают целым рядом преимуществ. Изменение состояния поверхности под действием ионного облучения, в частности образование вакансионных пор, может радикальным образом влиять как на захват водорода, так и на его десорбцию из мишени. В связи с этим нами были выполнены эксперименты по исследованию термодесорбции гелия и неона, имплантированных в титан.

Образцы из Ti облучались ионами He⁺ и Ne⁺ с энергией 140 кэВ при комнатной температуре. Доза облучения составляла 5×10^{16} ион/см². Спектры термодесорбции записывались как при линейном нагреве, так и в процессе изотермического отжига образцов. Топография поверхности образцов изучалась в растровом электронном микроскопе (РЭМ).

В термодесорбционных спектрах имплантированных образцов присутствовали ярко выраженные пики при T= 1200К и 1280К. Эти пики практически исчезали в образцах предварительно отожженных при T=1500К в течение 1 часа. Отожженные образцы имели, однако, более высокую термодесорбцию в диапазоне температур 1300 – 1400К. Анализ особенностей ТДС спектров и РЭМ изображений поверхности позволил связать десорбцию имплантированного газа с полиморфным превращением (г.п.у. → о.ц.к.) в Ti и десорбцией газа из вакансионных пор различного размера.

ТЕРМОДЕСОРБЦИЯ ГЕЛИЯ ИЗ СКРЫТЫХ ПОР, СФОРМИРОВАННЫХ С ПОМОЩЬЮ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ

А.С. Патракеев¹⁾, А. van Veen²⁾, Н. Schut²⁾, Н.Г. Чеченин²⁾

¹⁾ НИИ ядерной физики МГУ, Москва, Россия

²⁾ Interfacultair Reactor Institute, TU Delft, Netherlands

Формирование пор в материалах при ионной имплантации представляет значительный интерес как с точки зрения физики, так и с точки зрения технологии наноструктур. В кремнии, в частности, это важно для smart-cut-технологии. Накопление газа в микропорах материалов изменяет механические свойства материалов, ведет к блистерингу. В работе проводилось определение объёма скрытых полостей образцов кремния (100). Формирование полостей происходило с помощью имплантации ионов He^+ с энергией 33 кэВ и последующим отжигом при температуре 800⁰С. Отожженные образцы помещались в камеру, где образовавшиеся пустоты заполнялись гелием при давлениях в несколько десятков атмосфер и температурах 600-800⁰С. Определение абсолютного количества растворённого гелия происходило с помощью квадрупольного масс-спектрометра путём нагрева образца до температуры 1500К в сверхвысоком вакууме $\sim 10^{-9}$ мбар. Было доказано, что растворение гелия происходит в полостях, а не в матрице образцов. Проведены оценки времени заполнения пор растворимым гелием. Произведён расчёт абсолютного объёма пор, и сравнение полученного значения с экспериментальными данными. Расчёт проводился на основе уравнения состояния для идеального газа. Показано, что теоретические оценки дают хорошее согласие с экспериментом.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЧЕСКИХ И ОПТИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛИИМИДНЫХ ПЛЕНОК, ОБЛУЧЕННЫХ ЭЛЕКТРОНАМИ

Н.А. Воронова, В.А. Ковтунец, А.И. Купчишин, Б.Г. Таипова
Казахский национальный педагогический университет им. Абая

Воздействие высокоэнергетических частиц на полимеры приводит к существенному изменению их физико-химических свойств и структуры. Степень этих изменений для каждого полимера зависит от многих факторов: исходной структуры, состава материала, степени его чистоты, характеристик падающего излучения, дозы облучения D и др.

Полиимидные (ПИ) материалы имеют сложную объемную структуру на основе имидных групп и изготавливаются по специальной технологии. Температурная устойчивость их сохраняется до ~ 700 К, а пострadiационные воздействия имеют место при дозах $\sim 10^7$ Гр и выше. Высокая устойчивость полиимидов к действию температуры и радиационного облучения обусловлена особенностью их строения, способностью к быстрой диссипации внешних воздействий без глубокой повреждаемости их основных элементов.

В данной работе проведены исследования ряда механических и оптических свойств ПИ- и лавсановых пленок, облученных электронами при разных температурах T .

Облучение производилось релятивистскими электронами с кинетической энергией 2 МэВ на ускорителе ЭЛУ-6 в КазНПУ им. Абая. Оптические свойства образцов пленок изучались в диапазоне 200-750 нм на приборах СФ-18, УФ-26, UV-2401 РС.

Воздействие электронов на ПИ – пленки толщиной 30 – 130 мкм (Рос.) производилось дозами (D) 5 – 100 МГр.

Получено, что при $D > 40$ МГр деструкционные процессы в полиимидах, усугубляемые температурным влиянием, все более превалируют над их структуризацией, что заметно снижает прочность и пластичность полимера.

Изучение механических свойств лавсановой пленки, облученной дозами 25 кГр – 10 МГр, позволило выявить ряд закономерностей, в частности найдено, что пластические свойства пленки практически не изменяются до 300 кГр. Более высокие дозы приводят в ряде случаев к охрупчиванию, растрескиванию и расслоению материала.

Найдено, что граница пропускания света зависит не только от природы полиимида, но и от степени ее облучения. Для оптических прозрачных лавсановых пленок наиболее информативным оказался свет с длиной волны $\lambda = 320-500$ нм, а для слабопрозрачных ПИ-пленок - с $\lambda = 450-750$ нм. Так, для необлученной ПИ-пленки толщиной 100-130 мкм пропускание света с $\lambda = 550$ нм вдвое выше, чем для облученной дозой 100 МГр, тогда как для света с $\lambda = 700$ нм эта разница составляет всего лишь 15%.

ЭПР ИССЛЕДОВАНИЯ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНОГО СВЕРХПРОВОДНИКА $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$, ПОДВЕРГНУТОГО ЭЛЕКТРОННОМУ ОБЛУЧЕНИЮ

А.И. Купчишин, Ф.Ф. Комаров, А.Д. Мурадов, С.П. Пивоваров
Казахский национальный университет им. аль-Фараби,
Алматы, Казахстан

Были исследованы образцы иттриевой керамики $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6+x}$ (YBCO) заводского изготовления, синтезированные по обычной керамической технологии, подвергнутые электронному облучению на ускорителе типа ЭЛУ-6 на воздухе при комнатной температуре с энергией 2МэВ.

Регистрацию ЭПР спектров производили при комнатной температуре до и после облучения образцов на модуляционном спектрометре ESP300E фирмы «BRUKER» (Германия).

На всех необлученных образцах наблюдался мощный однотипный спектр ЭПР, соответствующий содержанию парамагнитных центров в количестве нескольких единиц процентов от числа ионов Cu^{2+} в массе образца.

Наряду с сигналами от ионов Cu^{2+} обнаружен дополнительный, слабый сигнал от O^{1-} . Этот сигнал можно отнести за счет ионов O^{1-} и их высокой подвижности. Образование ионов O^{1-} идет за счет дырок в позициях кислорода O(4), O(5) и переноса зарядов при флуктуациях в смешанных валентных состояниях типа $(\text{Cu}^{3+}\text{O}^{2-})$ $(\text{Cu}^{2+}\text{O}^{1-})$.

Были выявлены изменения интенсивности ЭПР сигнала образцов YBCO, облученных электронами с энергией 2МэВ интегральными дозами: 0,1; 0,3; 1,5; 3,0 МГр.

Во всех образцах наблюдается возникновение новых парамагнитных центров. Число парамагнитных центров первого пика примерно в три раза превышает число парамагнитных центров второго пика, что можно объяснить за счет перехода ионов Cu^{3+} и Cu^{1+} в различных структурных позициях в состояние Cu^{2+} .

Установлено, что интенсивность первого пика в области доз 0,1-0,3 МГр сначала уменьшается, а далее с увеличением дозы облучения сильно растет. Уменьшение интенсивности связано с перезарядкой ионов меди, а его сильный рост – с увеличением парамагнитных центров.

Второй пик возрастает с дозой почти пропорционально и при дозе 3 МГр пик вообще не наблюдается из-за расширения и перекрытия его первым пиком.

Известно, что распределение связей Cu-O однородно в слоях 1,4 орторомбической ячейки YBCO и неоднородно в слоях 2,3 из-за дефицита кислорода. В центрах пирамид ионы меди находятся в основном состоянии Cu^{3+} и в центре квадрата в основном состоянии Cu^{2+} [1].

Первый пик ЭПР спектра после облучения обусловлен образованием ионов Cu^{2+} в центрах пирамид, а второй пик - рождением новых ионов Cu^{2+} в центрах плоскостей. Облучение приводит к частичному перераспределению ионов кислорода в позициях O(4) и O(5).

ЛИТЕРАТУРА

1. J.-Wei Chen, S.J.Keating, C.Y.Keating et al. Structural behavior and superconductivity of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. //Solid State Commun. – 1987. –v.63, №11. – p.997-1010.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ КЛАСТЕРОВ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ ПОСРЕДСТВОМ КВАЗИБАЛЛИСТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Е.В. Киселева, С.В. Оболенский

Нижегородский госуниверситет им. Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород, Россия

Известно, что при нейтронном облучении полупроводников образуются кластеры радиационных дефектов (КРД), состоящие из субкластеров радиационных дефектов (СКРД). В настоящее время размеры активных областей твердотельных приборов достигли нанометрового диапазона, что сравнимо с размерами КРД. Для корректной оценки радиационной стойкости таких приборов необходима информация о внутренней структуре кластеров. В работе предлагается неразрушающий экспериментальный метод исследования структуры КРД, основанный на анализе квазибаллистической проводимости коротких полупроводниковых структур с кластерами дефектов. Преимущество метода состоит в возможности измерения сечения рассеяния электронов на СКРД, которое как раз и необходимо для теоретического анализа радиационной стойкости перспективных приборов нанoeлектроники.

В баллистических приборах электрическое поле локализовано между источником и приемником носителей заряда в короткой области, где электроны движутся бесстолкновительно. При введении КРД в область большого поля движение электронов становится квазибаллистическим, а средняя энергия электронов, имеющая величину не превышающую 1 эВ, обуславливает проникновение электронов «сквозь» кластер и их рассеяние на СКРД. Таким образом, предлагаемый метод аналогичен электронной микроскопии «на просвет», но свободен от одного из ее основных недостатков - модификации КРД высокоэнергичными электронами. Другим важным преимуществом является возможность анализа распределения потенциала СКРД в окружающем пространстве, что позволяет определять сечение рассеяния горячих электронов, характерных для будущих приборов нанoeлектроники.

Для определения средних размеров КРД удобно использовать трехэлектродные (транзисторные) структуры. Изменение напряжения на принимающем электроде (стоке) изменяет среднюю энергию электронов и позволяет измерить распределение потенциала в области СКРД, а варьирование напряжения управляющего электрода (затвора) обеспечивает сканирование по глубине пучком электронов области полупроводника, содержащей КРД.

В предлагаемой работе теоретически и экспериментально исследовался процесс дефектообразования в GaAs – структуре субмикронного полевого транзистора с длиной канала около 50 нм при облучении быстрыми нейтронами спектра деления. Полученные в работе размеры СКРД составляли 5-10 нм, что хорошо согласуется с результатами оригинальных расчетов по методу Монте-Карло, а также с имеющимися литературными данными.

ИЗУЧЕНИЕ ВЛИЯНИЯ БУФЕРНОГО ГАЗА НА СОСТАВ ПОКРЫТИЙ MoSe_x , ПОЛУЧАЕМЫХ МЕТОДОМ ИМПУЛЬСНОГО ЛАЗЕРНОГО ОСАЖДЕНИЯ

В.Н.Неволин¹⁾, В.Ю.Фоминский¹⁾, Р.И.Романов¹⁾, В.С. Кулискаускас²⁾

¹⁾Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия

²⁾НИИ ядерной физики МГУ, Москва, Россия

Метод импульсного лазерного осаждения покрытий широко используется благодаря ряду достоинств/1/: конгруэнтному переносу вещества из мишени на подложку, возможности получения метастабильных структур, хорошей адгезии пленок. Этот метод успешно используется для получения антифрикционных и износостойких покрытий, в частности, дихалькогенидов тугоплавких металлов /2/. Однако при осаждении этих соединений состав пленки сильно отклоняется от стехиометрического, что ухудшает их свойства. Причинами этого могут быть селективное распыление и десорбция.

В работе /3/ было показано, что путем использования буферного газа (аргона) можно добиться стехиометрического осаждения покрытий MoS_2 . В данной работе установлено, что изменение расстояния между мишенью и подложкой от 5 до 11 см при давлении гелия 20 Па ведет к изменению состава пленки от $\text{MoSe}_{2,3}$ (состав распыляемой мишени) до $\text{MoSe}_{1,1}$, в то время как при осаждении в вакууме состав остается неизменным ($\text{MoSe}_{1,7}$). Буферный газ может оказывать следующее воздействие: во-первых, подавление селективного распыления Se, во-вторых, преимущественное рассеяние Se, в результате чего его содержание в пленке уменьшается с увеличением расстояния до подложки.

В работе проведен расчет коэффициентов распыления Se и Mo по измеренным энергетическим распределениям ионной компоненты лазерного факела. Результаты расчета согласуются с данными о составе покрытий, полученными методом обратного рассеяния быстрых ионов. Влияние буферного газа (He,Ar) на разлет ионов Se и Mo изучалось по измерениям ионных сигналов и моделировалось по программе SRIM 2000.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chrisey D.B., Hubber C.K. (Eds.) // Pulsed Laser Deposition of Thin Films, Naval Research Laboratory, Washington, DC, 1994, P.28-30.
2. Неволин В.Н., Романов Р.И., Фоминский В.Ю. // Перспективные материалы, 2003, Т.5, с. 135-140.
3. Fominski V.Yu., Markeev A.M., Nevolin V.N., Prokopenko V.B., Vrublevski A.R. // Thin Solid Films.1994, 248, P.240-246.

СРАВНИТЕЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ОСАЖДЕНИЯ ТОНКИХ СЛОЕВ НА ПОВЕРХНОСТИ Si (111) ИЗ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ИОННЫХ ПУЧКОВ И ПАРОВОЙ ФАЗЫ

Д. С. Руми, С. Ж. Ниматов, И. А. Гарафутдинова

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

С помощью визуальной и динамической дифракции электронов низкой энергии (ДЭНЭ, ДЭНЭ «рефлекс/фон»), а также метода Андерсона ($\Delta\phi$) изучалось осаждение на подложке Si (111) тонкого слоя поочередно из низкоэнергетических пучков Na^+ , Cl^- и из ячейки Кнудсена с солью NaCl высокой степени чистоты. Контролируемые параметры эксперимента: вероятное атомное строение покрытия (из картин ДЭНЭ), степень его структурного совершенства, энергия и доза ионного облучения, изменение работы выхода поверхности, температура подложки, концентрация атомов в покрытии и др. - обсуждаются в работе. Обнаружена плавная кинетика дифракционной интенсивности при переходе от структуры $\text{Si}(111)\text{-(}5\times 5\text{)Cl}$, облучаемой ионами Na^+ , к структуре $\text{Si}(111)\text{-(}1\times 1\text{)-NaCl-R}30^\circ$. Конечная структура отражает систему из двух решеток, для хлора и натрия, с равновеликими ромбическими ячейками, кристаллографические оси которых повернуты относительно друг друга на 30° . Постоянные каждой из решеток в 1,14 раза больше, чем у исходной структуры $\text{Si(III)}\text{-(}5\times 5\text{)Cl}$, однако, в целом плотность атомов верхнего слоя увеличивается, образуя кольцевые структуры с ионной связью. Температурная зависимость перестройки структур свидетельствует, что на поверхности Si(111) энергия связи Si-Cl больше, чем Na-Cl. Рост островков с кольцевыми структурами обусловлен концентрационным соответствием трех сопрягающихся элементов: Si, Cl и Na. Структуру $\text{Si}(111)\text{-(}1\times 1\text{)-NaCl-R}30^\circ$ получали и из молекулярного потока, непосредственным испарением соли NaCl с последующим кратковременным нагревом подложки со структурами Si (111)- 1×1 или Si (111) – 7×7 до $\sim 400^\circ\text{C}$. Оценка степени структурного совершенства выращенных двумя различными способами слоев оказалась в пользу ионно-лучевой технологии при энергии ионов 200 – 300 эВ. Осаждение из ионных пучков при энергии > 500 эВ нецелесообразно из-за радиационного нарушения подповерхностных слоев и увеличения самораспыления пленки.

Работа выполнена по гранту Ф.2.1.16 Центра по науке и технологиям РУ.

ИЗМЕНЕНИЕ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ И ПРОЧНОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СПЛАВА «СЕНДАСТ» ПОД ВЛИЯНИЕМ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ИОНОВ КИСЛОРОДА И ЭЛЕКТРОНОВ В КОРОННОМ РАЗРЯДЕ

Г.А.Шипко¹⁾, М.А.Степович²⁾

¹⁾Ивановская государственная текстильная академия, г. Иваново, Россия

²⁾Калужский филиал Московского государственного технического университета им. Н.Э.Баумана, г. Калуга, Россия

В коронном разряде основными носителями тока являются ионы кислорода O^{2-} и O^{1-} , имеющие энергию (10^{-2} – 10^{-3}) эВ и электроны с энергией менее 10 эВ. Согласно имеющимся данным, они не могут вызвать заметных изменений в кристаллической структуре стали или сплавов на основе железа.

В работе изучены особенности кристаллической структуры, микроструктуры и прочностные свойства упорядочивающихся сплавов Fe-Si-Al (сендаст) после воздействия коронного разряда. Сила тока через образцы сплава составляла 60 мкА, а выделяемая мощность (0,24-0,27) Вт/см². В исходном состоянии при T=300 К сплав обладает упорядоченной структурой ДОЗ, в которой узлы β и γ заняты только атомами железа, а узлы α – атомами алюминия и кремния. Разрушение сплава происходит по границам зерен вследствие выделения на них фазы, обогащенной атомами алюминия и кремния.

После обработки сплава в коронном разряде нагрузка появления трещин увеличивается в 3-9 раз, а твердость – в 1,1-1,2 раза. Для выяснения причин повышения прочностных характеристик были проведены гамма-резонансные исследования сплавов. Обработка сплава в коронном разряде не вызвала больших изменений параметров сверхтонкой структуры ЯГР-спектров. Вместе с тем обнаружено изменение относительной заселенности как β - так и γ подрешеток атомами железа, что можно связать с перераспределением атомных вакансий или атомов Si и Al между подрешетками. Анализ параметров ЯГР-спектров свидетельствует в пользу накопления дополнительных атомных вакансий и их упорядочения в структуре сплава. Вследствие этого происходит перераспределение внутренних напряжений, изменение интенсивности меж-атомных взаимодействий и характеристик прочности сплава. Влияние полярности катодирующего электрода на трещиностойкость сплава свидетельствует о взаимодействии ионов кислорода с поверхностью сплава и «залечивании» дефектов.

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ЗОНДА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СВЕРХНИЗКИХ КОНЦЕНТРАЦИЙ РАДИОНУКЛИДОВ

В.И. Петров¹⁾, А.В. Романов²⁾, М.А. Степович³⁾, М.Н. Филиппов⁴⁾

¹⁾ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²⁾ Государственное предприятие «Калугаоблводоканал», г. Калуга, Россия

³⁾ Калужский филиал Московского государственного технического университета им. Н.Э.Баумана, г. Калуга, Россия

⁴⁾ Институт общей и неорганической химии им. Н.С.Курнакова РАН, Москва, Россия

Рассмотрены некоторые проблемы использования электронного зонда для определения сверхнизких концентраций радионуклидов, связанных с частицами микронных размеров (минеральными частицами в природных водах, атмосферными аэрозолями и т.п.). Эту задачу предлагается решать с применением рентгеноспектрального и катодолюминесцентного микроанализов.

Рассмотрены условия подготовки образцов и проведения исследований. Экспериментально показано, что в качестве подложки и одновременно фильтра-коллектора частиц можно использовать отечественные лавсановые ядерные фильтры (фильтры Флерова), а в качестве фиксатора – поливинилформаль – вследствие его высокой стойкости к электронному облучению, низкой тормозной способности для электронов средних энергий и прозрачности в видимом диапазоне спектра.

Проведенные оценки и результаты предварительных исследований процессов взаимодействия электронного зонда с изучаемым веществом показали, что предлагаемые методы исследования позволяют успешно решить поставленную задачу.

Исследования проведены при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и администрации Калужской области (проект № 04-03-97210).

ВЛИЯНИЕ НЕЙТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ ТЕМПЕРАТУРЫ, ДЕФОРМАЦИИ И МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Н.Т. Горбачук¹⁾, П.И. Диденко²⁾

¹⁾Киевский национальный университет технологий и дизайна, Киев, Украина

²⁾Институт геохимии окружающей среды НАН Украины, Киев, Украина

Исследовано влияние нейтронного облучения на основные характеристики полупроводниковых измерительных преобразователей на основе дисперсного и пленочного германия, поликристаллических эпитаксиальных пленок кремния и эпитаксиальных пленок арсенида галлия [1]. Дозы облучения составляли величины 8×10^{14} , 5×10^{15} , 1×10^{16} , 1×10^{17} см⁻².

Обнаружено, что характеристики измерительных преобразователей температуры на основе дисперсного германия начинают заметно изменяться при дозе 1×10^{17} см⁻², электрическое сопротивление при комнатной температуре изменилось на 80%, при уровнях 1×10^{16} см⁻² наблюдалось незначительное уменьшение (примерно 1%).

При дозе 1×10^{15} см⁻² входное сопротивление датчика Холла, изготовленного на основе пленок арсенида галлия с концентрацией носителей тока 10^{18} см⁻³ меняется примерно на 20%, а при дозе 1×10^{16} см⁻² - на 300%. При этом начальный выходной сигнал изменялся не более чем на 0,5 мВ при постоянном напряжении питания.

Измерительные преобразователи деформации (концентрация легирующей примеси 10^{19} см⁻³) практически не изменяют своих свойств до потоков 1×10^{16} см⁻². Изменение входного сопротивления (40%) и начального выходного сигнала (12%), что соответствует деформации 40 млн^{-1} , начинается при уровнях облучения 10^{16} см⁻².

ЛИТЕРАТУРА

1. Отчет по НИОКР: Разработка и изготовление комплекта диагностических датчиков для проведения испытаний на установке. – Киев: Изд.-во “Феникс”, 1994, с.49.

ВЛИЯНИЕ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ ВОЛН НА ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ И ЭФФЕКТЫ ПОЛЯРИЗАЦИИ Si-N-P-ПРИЕМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ С ЛОКАЛЬНЫМИ СКОПЛЕНИЯМИ ПРИМЕСНЫХ АТОМОВ

А.Г.Гаибов, Б.Е. Умирзаков, К.И.Вахабов

Ташкентский государственный технический университет, Ташкент, Узбекистан

В последние годы в связи с интенсивным развитием нового направления в физике полупроводников «Акустостимулированные явления в полупроводниках» остро встает вопрос о проведении детальных исследований физических механизмов этих явлений. Изучение этих явлений открывает доступ к более глубокому пониманию свойств полупроводников и позволяет создать новую акустотехнологию для целенаправленного изменения их кристаллической структуры. В данной работе проведен анализ токов n-p-переходов и поляризационных эффектов, обусловленных процессами захвата, Si-приемников (детекторов) излучения, подвергнутых воздействию ультразвука. Исследование причин наблюдаемых явлений нами проведено путем дополнительного анализа поведения плотности тока от обратного напряжения смещения при температурах $T = 77\text{K}$ и $T = 280\text{K}$ на основе модели полевой эмиссии Фаулера-Нордхейма.

Присутствие «крупномасштабных» ловушек оказывает сильное влияние на поведение электрофизических и спектрометрических характеристик. Это проявляется в том, что обратный ток Si-n-p-приемников излучения с локальными скоплениями примесных атомов не зависит от температуры в диапазоне $T = 77\text{K} \div 280\text{K}$, в то время как для Si-n-p-приемников с одиночными центрами захвата наблюдается достаточно сильная температурная зависимость обратного тока. Si-n-p-приемники с локальными скоплениями примесных атомов имеют аномальные спектральные линии (дублеты) и в них проявляются поляризационные эффекты. Аномальное поведение электрофизических вольтамперных и спектральных характеристик (дублеты спектральных линий и «горбы» на температурных зависимостях амплитуды сигнала) происходит из-за образования объемного заряда в чувствительной области, электрическое поле которого оказывает противодействие дрейфу носителей заряда к контактам приемника. Локальные скопления примеси образуют встроенные n-p-микрорезонаторы в чувствительной области Si-n-p-приемника, которые и приводят к возникновению потенциального рельефа в ней.

ОПТИМИЗАЦИЯ АЛГОРИТМА РАСЧЁТА УГЛА РАССЕЙЯНИЯ В СЦМ ДЛЯ TRIM-АЛГОРИТМА МЕТОДА МОНТЕ-КАРЛО

А.В. Леонтьев, О.В. Минченкова
Белгосуниверситет, Минск, Беларусь

Одним из основных методов расчёта траекторных параметров внедряемых в аморфные материалы ускоренных ионов является метод Монте-Карло (МК). Часто применяемый на практике численной схемой реализации метода МК является TRIM(SRIM)-алгоритм [1]. Он имеет ряд неоспоримых преимуществ перед другими алгоритмами процедуры МК [2], но к настоящему времени ряд его особенностей, связанных с экономией машинного времени, потеряли свою актуальность. Это относится в первую очередь к процедуре расчёта угла рассеяния в СЦМ. Применение «магической» формулы налагает ограничения на используемые потенциалы ионно-атомного взаимодействия $V(r)$. Вместе с тем имеется быстрый алгоритм расчёта интеграла рассеяния для любого вида экранированного кулоновского потенциала $V(r)$ [3].

Целью настоящей работы является разработка на основе модифицированного алгоритма [3] программного обеспечения, позволяющего использовать любой потенциал ионно-атомного взаимодействия для расчёта угла рассеяния в СЦМ.

Таблица.

Расчитанные значения угла рассеяния θ_c для ряда различных потенциалов

ε	β	θ_c^M	θ_c^U	θ_c^{C-Kr}	θ_c^{MagS}
1E-3	5E+01	3,02	3,05	3,02	2,99
1E-3	2E+01	0,12	0,14	0,10	0,10
1E-1	2E-01	2,86	2,94	2,86	2,86
1E+1	2,5E-2	2,15	2,30	2,17	2,17

В таблице представлены результаты расчёта θ_c для различных потенциалов: Мольера (M), универсального (U), С-Кг и по «магической» формуле (Mag). Точность и быстродействие данного алгоритма обсуждаются в зависимости от приведённой энергии и прицельного параметра

ЛИТЕРАТУРА

1. Biersack J.P., Haggmark L.G. // NIM, 1980. V.174, p. 257
2. Леонтьев А.В. // Вестник БГУ, сер. 1, 2002, №2, с. 27
3. Mendenhall M.H., Weller R.A. // NIM (B), 1991, **B58**, p. 11.

ДЕЙСТВИЕ ИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ НИОБАТА ЛИТИЯ ЛЕГИРОВАННЫХ MgO

В.Ф. Пичугин, А.А. Булычева
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Примесь MgO играет важную роль в модификации электрических свойств кристалла ниобата лития. Резкое изменение величины электропроводности ионно-облученных кристаллов и энергии активации происходит при достижении концентрации примеси $[Mg]_C$ равной критической (6 мол%).

Исследовано влияние примеси MgO на эффективность процесса формирования проводящих слоев под действием ионной бомбардировки. Кристаллы чистого LiNbO₃ (LN) и LiNbO₃ с примесями MgO (0-10 мол%) (MLN) были облучены ионами аргона Ag⁺ с энергией 150 эВ и флюенсом 10¹⁶ ион/см² при комнатной температуре. Как следствие облучения имеет место рост поверхностной проводимости σ_s (более чем на 5-6 порядков).

Энергия активации проводимости образцов с концентрацией Mg ниже критической ($[Mg] < [Mg]_C$) была больше, чем у образцов с концентрацией Mg выше критической концентрации ($[Mg] > [Mg]_C$).

Исследовано влияние окислительно-восстановительных условий термической обработки на проводимость ионно-модифицированных слоев кристаллов ниобата лития. Для образцов с концентрацией Mg ниже критической $[Mg] < [Mg]_C$ восстановительный отжиг приводил к значительному росту поверхностной проводимости σ_s с низкоактивационным, одностадийным характером электропереноса. Для образцов MLN с концентрацией Mg больше критической $[Mg] > [Mg]_C$ отжиг в восстановительной среде практически не влияет ни на величину проводимости, ни на величину энергии активации проводимости /1/.

Выявлено, что проводимость ионно-облученных слоев носит электронный характер. Для кристаллов с $Mg < [Mg]_C$ основным механизмом переноса заряда являются прыжки носителей по локализованным состояниям. В кристаллах с $Mg > [Mg]_C$ проводимость, возможно, связана с носителями, возбужденными в делокализованные состояния.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kim I.W., Moon B.G., Jeong J.J., Park H.L., Pichugin V.F. // Materials letters, 2001, 49 p. 324-326.

ОСОБЕННОСТИ ЛИНЕЙНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ФОТОНОВ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 300-1200 МЭВ В АЛМАЗОПОДОБНЫХ КРИСТАЛЛАХ

В.А.Долгих, Е.В.Лисичко, Ю.Л.Пивоваров

Томский политехнический университет, 634050, Томск, пр. Ленина 30, Россия

Представлены результаты компьютерных экспериментов по исследованию зависимости степени линейной поляризации излучения электронов с энергией 300-1200 МэВ при каналировании в кристаллах германия и кремния, которые свидетельствуют о значительном изменении поляризации излучения при каналировании в зависимости от толщины, температуры, ориентации кристалла и от энергии электронов.

Для примера на рис. приведена зависимость степени линейной поляризации от энергии пучка электронов в кристалле Si толщиной 100 μm .

Для исследования особенностей линейной поляризации в настоящей работе использовалась модель бинарных столкновений /1/. Приведено сравнение результатов компьютерного моделирования с экспериментальными данными /2/.

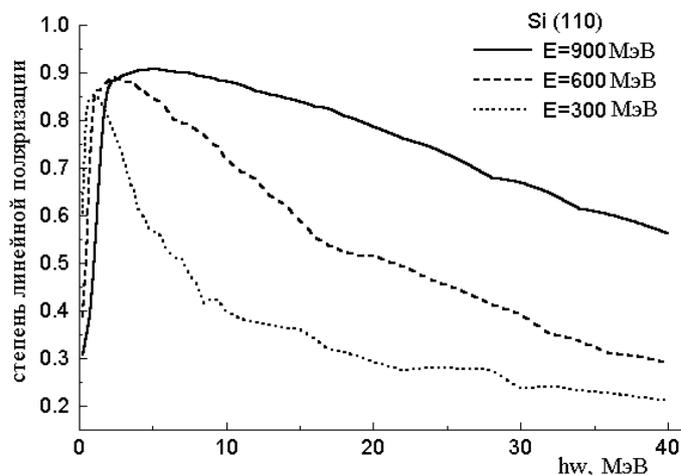


Рис. Зависимость степени линейной поляризации от энергии пучка электронов в кристалле Si толщиной 100 μm .

ЛИТЕРАТУРА

1. Dolgikh V.A., Kunashenko Yu.P., Pivovarov Yu.L. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 2003, V.B 201, P.253.
2. Denyak V.V., Evseev I.G., Khvastunov V.M., Likhachev V.P., Pashuk S.A., Scheli H.R.// Brazilian Journal of Physics, 2003, V. 33, No.1, P.133.

ОРИЕНТАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ВЫХОДА КАНАЛИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛЕ ВОЛЬФРАМА

В.А.Долгих

Томский политехнический университет, 634050, Томск, пр. Ленина 30, Россия

Ориентационная зависимость выхода каналированного излучения (ИК) была получена в эксперименте /1/ для пучка электронов с энергией 500 МэВ в кристалле вольфрама толщиной 1.7 мм. Чтобы качественно объяснить экспериментальные данные, была использована модель бинарных столкновений /2/ для расчета энергетического спектра и ориентационной зависимости выхода ИК при прохождении электронами кристаллов вольфрама различной толщины. На рис. представлены результаты компьютерного эксперимента для кристалла вольфрама толщиной 100 μm и (111) режима каналирования в сравнении с результатами эксперимента /1/.

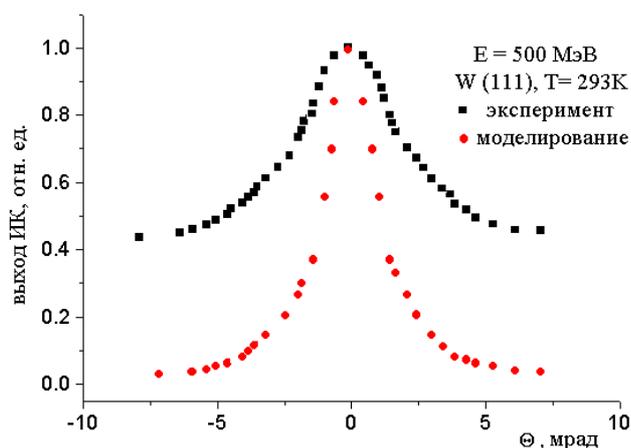


Рис. Ориентационная зависимость выхода ИК для кристалла вольфрама толщиной 100 μm и угла ориентации Θ относительно (111).

ЛИТЕРАТУРА

3. Adishchev Yu.N, Vnukov I.E., Zabaev V.N., Kalinin B.N., Kiryakov A.A., Kunashenko Yu.P., Pivovarov Yu.L., Potylitsyn A.P. // *Yadernaya Fizika*, 2001, V.64, No.5, P.1. Dolgikh V.A., Kunashenko Yu.P., Pivovarov Yu.L. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 2003, V.B 201, P.253.
4. Dolgikh V.A., Kunashenko Yu.P., Pivovarov Yu.L. // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 2003, V.B 201, P.253.