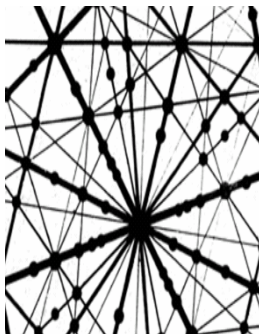




МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ
УНИВЕРСИТЕТ им. М.В. ЛОМОНОСОВА
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ им. Д.В. СКОБЕЛЬЦЫНА

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ
XXXVI международной конференции
ПО ФИЗИКЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С КРИСТАЛЛАМИ

(Москва 30 мая – 1 июня 2006 г.)



Москва 2006

УДК 539.1.01.08

ББК 22.37.

T29

Под общей редакцией проф. А.Ф.Тулинова -М.:, 2006. - 165 с.

Редколлегия: В.С.Куликаускас, Г.П.Похил., Е.С.Машкова, В.С.

Черныш, Ю.А. Ермаков

T29 Тезисы докладов XXXVI международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами / Под ред. проф. А.Ф. Тулинова. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 2006. – 200 с.

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

Секция I.

ФИЗИКА ОРИЕНТАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ

ГЕНЕРАЦИЯ ИНТЕНСИВНОГО НАПРАВЛЕННОГО ЖЕСТКОГО КВАЗИЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ БЫСТРОМ ДВИЖЕНИИ СТРУИ ЖИДКОСТИ СКВОЗЬ УЗКИЕ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КАНАЛЫ

А.А. Корнилова¹, В.И. Высоцкий², А.И. Колдамасов¹,
Hyun Ik Yang³, Denis B. McConnell⁴

¹Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова

²Киевский национальный университет им. Т.Шевченко, Украина

³Hanyang University, Ansan, Korea

⁴Fusion Research Corporation, Vancouver, Canada

Представлены результаты теоретических и экспериментальных исследований, связанных с возбуждением и использованием кавитационных явлений, протекающих в объеме быстрой струи жидкости после прохождения ее через тонкие ориентированные каналы в диэлектриках. Обнаружено, что при достижении пороговой скорости струи, соответствующей критическому давлению жидкости (около 80 атм) и состоящей из чистого машинного масла, в объеме струи происходит стационарная генерация интенсивного пучка направленного излучения оптического диапазона, свойства которого близки к характеристикам лазерного излучения. Эффективная температура области генерации излучения достигает 0.5-1 кэВ. Генерация оптического излучения сопровождается импульсной генерацией направленного рентгеновского и гамма-излучения.

В работе исследовано влияние поперечных (к направлению оси системы) внешних магнитных полей на характеристики направленного излучения и обнаружено, что это излучение не сводится к механизму Вавилова-Черенкова.

Генерации пучка излучения сопутствует последовательность высоковольтных электрических разрядов большой длины в объеме и на поверхности жидкости, соответствующих разности потенциалов 50-100 кВ. Многоэтапный механизм генерации направленного излучения на начальном этапе стимулируется кавитационными явлениями, но по своим характеристикам намного превосходит эффекты спонтанной солюминесценции и принципиально отличается от них (в частности - большим энерговыделением). Перечисленные явления не соответствуют представлениям физики кавитации и требуют другого (более мощного) источника энергии. Одной из реальных причин появления всей совокупности обнаруженных явлений может быть, в частности, протекание в объеме струи жидкости энерговыгодных ядерных реакций синтеза с участием легких ядер. Показано, что такие процессы могут быть успешно стимулированы многопузырьковой микрокавитацией.

ДВОЙНОЙ ЭФФЕКТ УПРАВЛЕНИЯ ПУЧКОМ ИОНОВ С ПОМОЩЬЮ ПЛОСКОГО КАПИЛЛЯРА

Г.П. Похил¹⁾, К.А. Вохмянина¹⁾, В.Б. Фридман¹⁾, Л.А. Жиликов²⁾,
Т. Ikeda³⁾, Y. Iwai³⁾, Т. Kojima³⁾, Y. Kanai³⁾, Y. Yamazaki³⁾

¹⁾НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

²⁾ИТЭС ОИВТ РАН, Москва, Россия

³⁾Atomic Physics Laboratory, RIKEN, Japan

В последние годы проведен ряд экспериментов, которые указывают на возможность транспортировки пучков ускоренных заряженных частиц с помощью диэлектрических каналов без каких-либо элементов оптики. Появилась новая возможность управления пучком ионов, которая представляет большой практический интерес (guiding).

В НИИЯФ МГУ проведен эксперимент, в котором пучок протонов с энергией 100 кэВ проходит через плоский капилляр, образованный двумя диэлектрическими пластинами длиной 5 см и расстоянием между пластинами 0,1 мм. Капилляр ориентировался вдоль пучка и удерживался в таком положении несколько минут. Затем производился поворот капилляра на малый угол в одну и другую стороны вокруг оси перпендикулярной плоскости капилляра. При этом на экране наблюдалось смещение пучка вслед за поворачивающимся капилляром (мы назвали этот эффект double guiding).

По-видимому, этот факт свидетельствует об образовании упорядоченной структуры зарядов на внутренней поверхности плоского капилляра, который заряжается под действием проходящего через него потока ионов. Поверхностный заряд пластины представляет собой совокупность точечных элементарных зарядов. Заряды образуют плоскую, гексагональную кристаллическую решетку.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ НШ – 5365.2006.2 для ведущих научных школ.

NEW EXPERIMENTAL PERSPECTIVES ON RESONANT
COHERENT EXCITATION OF RELATIVISTIC NUCLEI IN
CRYSTALS AT FAIR

Yu.L. Pivovarov ,
Tomsk Polytechnic University, Lenin Ave. 30, Tomsk, 634050, Russia
pivovarov@tpu.ru
H.Geissel, C. Scheidenberger
GSI, Planckstrasse 1, Darmstadt, 64291 Darmstadt, Germany

The nuclear RCE predicted 40 years ago but not yet observed experimentally, still remains a challenge for experimentalists. The specific features of nuclear RCE, as well as analysis of possible experiments at the present GSI facilities at ion beam energy up to 2 GeV/u have been discussed in [1]. Here, we discuss the new potential for experiments on nuclear RCE at the future FAIR facility. The highest primary ion beam energy from the SIS100/300 facility is within 1 to 44 GeV/u, i.e. the relativistic factor is $\gamma \cong 2 \div 48$. The perturbation harmonic energy in the case of axial channeling in a crystal is equal $\hbar\omega_n = (2\pi\hbar c/d) \cdot \gamma \cdot \beta \cdot n, n = 1, 2, \dots$, where d - is the spacing between atoms in the crystal axis, γ - is the relativistic factor of an ion and $\beta = v/c$, with v being an ion velocity. For RCE, the transition energy between ground and excited state of projectile nucleus should match perturbation harmonic energy. For a case of <100> channeling in W crystal, the harmonic energy equals $\hbar\omega_n = 3.92 \cdot \gamma \cdot \beta \cdot n$ keV. At SIS100/300, and e.g. $\gamma = 20$ one finds the energy of the first perturbation harmonic $\hbar\omega_1 = 78.37$ keV. Thus, SIS100/300 facility will open up promising opportunities for nuclear RCE experiments. We present here the calculations of electromagnetic excitation cross-sections of projectile nuclei in relativistic collisions with individual target atom and estimations of nuclear RCE effect for various combinations: nucleus type - excitation energy - crystal type - crystal alignment, as well as possible schemes of experiments at SIS100/300 GSI.

REFERENCES

1. Yu. L. Pivovarov, H. Geissel, Yu. M. Filimonov, O. E. Krivosheev, C. Scheidenberger, GSI-95-38 Preprint, July 1995; Nucl. Instr. and Methods in Physics Research. B119, 283-291 (1996)

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И КИНЕТИКА ПЕРЕЗАРЯДКИ БЫСТРЫХ КАНАЛИРОВАННЫХ ИОНОВ В КРИСТАЛЛАХ

В.С. Малышевский, С.В. Рахимов

Ростовский государственный университет, г. Ростов-на-Дону, Россия

В работе на основе кинетических уравнений разработана теория прохождения многозарядных тяжелых ионов через ориентированные кристаллы. Кинетика прохождения ионов описывается системой кинетических уравнений, число которых равно зарядовому числу иона. При выводе кинетических уравнений пренебрегается изменением продольной компоненты импульса иона, направленной вдоль кристаллографического направления. Большая разница во времени протекания процессов потери (или захвата) электрона ионом и процессов многократного рассеяния, возбуждения валентных электронов и фононов кристалла позволяет представить вероятность комбинированного процесса, содержащего потерю или захват электрона, в виде произведения вероятностей отдельных процессов, что в значительной степени упростило бы решение поставленной задачи. Теория учитывает как диффузию в пространстве поперечных импульсов, так и обмен зарядом между кристаллом и ионом, что позволяет проследить эволюцию зарядовых состояний ионов при их движении вдоль кристаллографических направлений, которая существенно отличается от случая движения в аморфной среде. Изменение распределения по зарядовым состояниям в свою очередь влияет на перераспределение плотности потока ионов в каналах кристалла и, в конечном счете, на характер их взаимодействия с кристаллом. Разработанный метод дает адекватное описание наблюдаемых угловых распределений тяжелых ионов, проходящих через ориентированные кристаллы, позволяет вычислять парциальные угловые распределения различных зарядовых состояний и дает физическое объяснение обнаруженным эффектам «охлаждения» и «нагрева» ионных пучков при каналировании в кристаллах. Представлены результаты численных расчетов глубинной зависимости парциальных угловых распределений многозарядных ионов при каналировании в кристалле.

ОСОБЕННОСТИ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ДЛЯ ИОНОВ С К-ВАКАНСИЕЙ

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

В ходе экспериментов было обнаружено, что потери энергии и пробеги ионов с двумя электронами отличаются от аналогичных параметров для ионов с другим количеством электронов. Это связано с наличием в пучке ионов долгоживущих метастабильных частиц в (1s2s)-состоянии. Количество метастабильных частиц α зависит от метода получения ионов. Экспериментально были определены метастабильные фракции для He-подобных ионов с ядерными зарядами $Z=3-8$, при скорости $8 \cdot 10^8$ см/с, полученные тремя способами: путем захвата электрона водородоподобными ионами в газах (азот), путем потери электрона литиеподобными ионами и при прохождении ионного пучка через тонкие пленки целлулоида. Количество метастабильных частиц может превышать 50% и особенно велико для ионов Li и Be /1/. Наличие такого значительного числа метастабильных частиц, для которых энергия связи электрона отличается от соответствующей энергии для ионов в основном состоянии, приводит к изменению эффективного заряда и потере энергии ионов.

На основе экспериментальных данных были получены сечения потери и захвата электрона He-подобными ионами, находящимися в основном и метастабильном состояниях (так, для ионов Li сечения потери электрона метастабильными ионами превосходят соответствующие сечения для ионов в основном состоянии в несколько раз) /1/. Информация о сечениях позволила с помощью ранее предложенной методики /2,3/ рассчитать эффективные заряды и потери энергии для He-подобных ионов. Для рассмотренной скорости ионов потери энергии определяются взаимодействием ионов с электронной подсистемой мишени и зависят от эффективного заряда. Кроме того, для легких ионов (He-Be) существенную роль в потерях энергии играют потери энергии, непосредственно связанные с перезарядкой, и зависящие от сечений потери и захвата электрона /2,3/. Таким образом, для всех рассмотренных ионов учет наличия метастабильных частиц в пучке является необходимым при расчете потерь энергии

$$dE/dx = \alpha dE/dx(1s2s) + (1-\alpha)dE/dx(1s^2).$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Dmitriev I.S. et al // Physica Scripta, 2003, v.68, p.383.
2. Теплова Я.А. et al // NIM B, 2005, v. 203, p.73.
3. Белкова Ю.А., Теплова Я.А. // Изв.РАН. Сер. физ. 2004, т. 68, №3, с. 367.

МЕТОД «ЛИВНЕЙ ВЕРОЯТНОСТИ» В МОДЕЛИРОВАНИИ РАССЕЯНИЯ ИОНОВ И ЭМИССИИ АТОМОВ ОТДАЧИ

В.А. Ходырев
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Возможность компьютерного моделирования способна радикально повысить эффективность аналитических методик, использующих ионные пучки. Экспериментальные возможности позволяют сейчас получать полную картину обратного рассеяния с дополнительным разрешением по энергии. Если такие данные имеются, то детальная информация о структуре мишени может быть получена путём сопоставления с результатами моделирования. Однако, как часто отмечается (см., напр. [1]), в существующих подходах (прямого) моделирования данная задача не может быть решена, даже если используются суперкомпьютеры. Действительно, накопление необходимой статистики требует расчета траекторий $\sim 10^{13}$ ионов (стандартная доза 1 мкК при измерениях).

В представляемом подходе редкие события рассеяния на большой угол селективируются выделением подходящих тепловых смещений атомов мишени, которые приводят к рассеянию (испусканию атомов отдачи) в направлении рассматриваемого «2D-детектора». Как результат, детектор покрывается интенсивными ливнями интересующих частиц, при этом вклад каждой в статистику рассеяния определяется вероятностью случайно выбранного смещения атома. Задействованная рекурсивная процедура позволяет описывать полные каскады размножения атомов отдачи. В целом, кроме стандартных приближений модели бинарных столкновений, подход является точным и позволяет, используя стандартный ПК, производить моделирование за время, сравнимое с продолжительностью реальных измерений. Разработанный программный пакет включает в себя графический интерфейс пользователя с возможностями формулировки условий моделирования, управления запуском задач на счет и графического отображения результатов.

Будут представлены примеры использования данного метода в описании экспериментальных результатов для областей низких и средних энергий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Экштайн В. Компьютерное моделирование взаимодействия частиц с поверхностью твердого тела. – М.: Мир, 1995.

ОБРАЗОВАНИЕ АТОМА ПОЗИТРОНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КАНАЛИРУЮЩЕЙ ЧАСТИЦЕЙ

Ю.П. Кунашенко¹⁾²⁾, Ю.Л. Пивоваров²⁾

¹⁾ГНУ НИИЯФ при ТПУ, Томск, Россия

²⁾ТПУ, Томск, Россия

Атом позитрония (Ps) - связанное состояние электрона и позитрона. Обычно такие атомы наблюдаются в связанном состоянии с атомами вещества. Создание пучков релятивистских Ps позволит изучить их более детально. В этом случае: 1) Ps не подвержен воздействию атомов вещества, 2) вследствие релятивистского эффекта время жизни увеличивается. Образование атома Ps фотонами и электронами в аморфной мишени рассматривалась в /1-4/. Атом Ps может образовываться при конверсионных переходах в атомных ядрах /5/.

Когерентное образование Ps в кристаллах фотонами и заряженными частицами рассматривалось в /6-9/, где было показано, что яркие когерентные пики в сечении образования Ps появляются при определенных энергиях и углах вылета атома.

В докладе обсуждается новый механизм образования Ps: релятивистская заряженная частица, пролетая через кристалл под малым углом к оси или плоскости кристалла, может быть захвачена в режим каналирования. Каналирующая частица обладает дискретными уровнями поперечной энергии. Вследствие перехода между уровнями поперечной энергии может быть испущена e^+e^- пара. Согласно /1-4/ небольшая часть образованных e^+e^- пар (пропорционально α^3) испускается в связанном состоянии, т.е. как атом Ps. Получено сечение образования атома Ps для переходов заряженной частицы с одного уровня поперечной энергии на другой. Проведены численные расчеты для случая плоскостного каналирования позитронов.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Meledin G.V. V.G. Serbo and A.K. Slivkov, //JETP Lett. 1971, v.13 p. 68
2. Olsen H.A. // Phys.Rev. D 1986, v.33, p. 2033.
3. Lyuboshits V.L. Yad.Fiz. // 1987, v. 45, p. 682.
4. Holvik E., Olsen H.A. //Phys. Rev. D 1987, v.35, p. 2124.
5. Kolomiets V.M., Fedotkin S.N. //Yad.Fiz. 1993, v. 56, p.92.
6. Kunashenko Yu.P., Pivovarov Yu.L. // Yad.Fiz. 1990, v. 51 p. 627.
7. Sandnes G.I., Olsen H.A. // Phys.Rev. A 1993, v.48 p. 3725.
8. Pivovarov Yu.L., Kunashenko Yu.P., Endo I., Isshiki T. // NIM B 1998, v.145, p. 80.
9. Kunashenko Yu.P. // NIM B 2005, v. 229, p. 219.

ВЛИЯНИЕ КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫХ ЭФФЕКТОВ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ОДНОЭЛЕКТРОННОГО ТУННЕЛИРОВАНИЯ

В.В. Погосов, Е.В. Васютин, А.В. Коротун
Запорожский национальный технический университет,
Запорожье, Украина

Интересным объектом физики низкоразмерных систем являются металлические гранулы (кластеры), связанные слабыми туннельными взаимодействиями. Туннельным током между двумя массивными электродами-берегами можно управлять, если между ними поместить гранулу - кластер. В этом случае вероятность туннелирования электронов между берегами значительно выше, чем в ее отсутствии, т. к. туннелирование идет не непосредственно между электродами, а через кластер. Ток обусловлен перескоками отдельных электронов. В результате перехода на гранулу электрона, на тот период времени пока он находится на ней, своим полем он запирает переход для последующих электронов («кулоновская блокада»). Протекание тока блокируется и на вольт-амперной характеристике контакта; дискретность заряда ярко проявляется в виде ступенек («кулоновской лестницы»).

В экспериментальной работе /1/ детально исследовано протекание тока в системе $Au/Au/Au$ при $T=30\text{K}$. Центральный электрод представлял собой кластер, состоящий из 30-1000 атомов. Эти размеры накладывают определенные условия на протекание тока. Важным является знание энергетического спектра, в том числе потенциала ионизации и энергии прилипания электронов /2/.

В данном сообщении приводятся результаты теоретического исследования одноэлектронного туннелирования в кластерной структуре с учетом дискретного спектра гранулы. В предположении, что при туннелировании полная энергия системы не меняется, получены точные уравнения для исследования динамики системы. Оценена релаксация высокоэнергетических электронов. Объяснена асимметрия пятаки ВАХ. Рассчитанная ВАХ имеет характерные особенности, связанные как с кулоновской блокадой, так и с дискретностью спектра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ohgi T., Sakotsubo Y., Ootuka Y., Fujita D. // Appl. Phys. Lett., 2004, v. 84, p. 604.
2. Pogosov V.V., Kurbatsky V.P., Vasyutin E.V. // Phys. Rev. B., 2005, v. 71, id. 195410.

РЕГИСТРАЦИЯ И МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ЧАСТИЦ СВЕРХВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ МИШЕНИ

С.В. Адаменко¹⁾, В.И.Высоцкий^{1,2)}

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

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

В работе представлены результаты экспериментов, проводимых в Киеве в лаборатории "Протон-21" и свидетельствующих об образовании и регистрации частиц сверхвысокой энергии в процессе ударного сжатия мишени.

Исследования проводились с использованием многослойного ионизационного калориметра, состоящего из чередующихся слоев свинца толщиной 1 см и листов рентгеновской фотопленки в заводской упаковке. Калориметр располагался сразу за пределами корпуса установки, а его продольная ось была направлена на место расположения формируемого коллапса мишени. После многократного повторения было обнаружено, что максимумы почернения пленок соответствовали нескольким аномально большим значениям суммарной толщины свинцового поглотителя (28-29 см, 33-39 см и 45-50 см). Такие значения длин торможения соответствуют частицам с энергией около 1-10 ГэВ. Полное количество таких частиц (предположительно релятивистских протонов) соответствовало 10^7 - 10^8 за один цикл ударного сжатия мишени. Для сравнения укажем, что для получения состояния коллапса мишени в экспериментальной установке использовался электронный драйвер, у которого энергия каждого из электронов сильнооточного пучка не превышала 300-400 КэВ.

В работе также рассмотрен механизм формирования частиц сверхвысокой энергии. Показано, что происхождение очень большого числа протонов сверхвысокой энергии, выбрасываемых из зоны коллапса при ее развале, может быть связано с процессом предварительной саморегулируемой протонизации ядер мишени при очень сильном сжатии и эффектом последующего кулоновского взрыва мишени, сжатой до состояния коллапса. В работе также рассмотрены механизмы конкуренции процесса протонизации ядер мишени в лабораторном эксперименте с явлением нейтронизации, аналогичным процессам, протекающим в звездах /1/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Adamenko S.V., Vysotskii V.I. // Foundations of Physics Letters, 2006, v. 19, № 1, p. 21-36

О ВОЗМОЖНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ОТЖИГА ДЕФЕКТОВ

Л.К.Израилева, Э.Н.Руманов

Институт структурной макрокинетики и проблем материаловедения
РАН, Черноголовка, Россия

Рассмотрена одномерная задача об отжиге созданных в результате облучения дефектов с плотностью N в присутствии механических напряжений. Учтено, что в процессе рекомбинации дефектов (например, междоузельных атомов с вакансиями, оставшимися после облучения, образования химической связи, устойчивых комплексов и т.д.) часть выделяющегося при этом тепла может расходоваться на изменение упругой энергии $\Delta F = \sigma^2 / (2\rho v^2)$. Здесь: σ — давление на поверхности, окружающей рекомбинационный объем, v - продольная скорость звука, ρ - плотность. Обратное влияние напряжений на рекомбинацию описывается изменением энергии активации E на величину $(-\gamma\sigma)$, γ - рекомбинационный объем, $\sigma > 0$ соответствует растяжению, уменьшающему энергию активации. Анализируется роль различных источников растягивающих напряжений. Дополнительный вклад и в нагрев, и в изменение σ вносят процессы релаксации напряжений с энергией активации ε . В модели учтен отвод тепла из облученного слоя. Исходя из уравнений для средней температуры в слое $T(t)$ и упругой энергии $\Delta F(t)$, получены условия стационарного протекания процесса на некоторой стадии (пока можно считать, что плотность дефектов мало изменилась по сравнению с исходной) и перехода в режим ускорения. В последнем случае учитывалась изученная ранее роль микротрещин в ускорении рекомбинации, а также обратного влияния этого фактора на рост микротрещин. Выражение для критической плотности дефектов N_c , при которой начинается режим ускорения, имеет вид: $N_c = (E - \gamma\sigma_s)(\chi c / qkd^2)[\beta_c(\theta_0)]^{-1}$. В этой формуле приняты обозначения: σ_s - предел прочности на растяжение. χ - температуропроводность, c - теплоемкость единицы объема, d - толщина облученного слоя, q - тепло, выделяющееся в данном акте рекомбинации, k - предэкспоненциальный множитель для скорости рекомбинации, имеющий размерность частоты. Последний множитель $\beta_c(\theta_0)$ определяется слиянием устойчивого и неустойчивого решений упомянутой системы уравнений; $\theta_0 = T_0 / (E - \gamma\sigma_s)$, T_0 - температура необлученной части образца, $(E - \gamma\sigma_s)$ выражено в $^{\circ}K$. Оценка параметра β_c , выполненная нами для описанных в литературе условий ионного облучения и отжига, дает величину $\beta_c = 6.6 \cdot 10^{-2}$. Значение N_c пока не приведено, в основном, из-за большого разброса величин k в литературе; возможно и влияние облучения на этот параметр.

ИЗМЕРЕНИЕ ТЕНЗОРНОЙ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПОЗИТРОНИЯ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А.Я. Силенко

НИУ Институт ядерных проблем Белгосуниверситета, Минск, Беларусь

Увеличение или уменьшение доли атомов ортопозитрония (o-Ps) с нулевой проекцией спина на выделенное направление z по сравнению с неполяризованным пучком характеризуется компонентой P_{zz} тензора поляризации. Тензорная поляризация P_{zz} зависит от наличия парамагнитных атомов или молекул, магнитного поля в области образования o-Ps и начальной поляризации пучка позитронов. В средах с поляризованными электронами ее измерение может дать информацию об ориентации спинов неспаренных электронов вещества. Тензорную поляризацию можно определить, помещая пучок o-Ps в однородное магнитное поле и измеряя зависимость времени жизни позитрония от направления вектора магнитной индукции. Зависимость среднего времени жизни o-Ps от угла θ между осью z и направлением магнитного поля характеризуется формулой:

$$\tau(\theta) = \tau(0) - \frac{1}{2}(\tau_{\pm} - \tau_0)P_{zz} \sin^2 \theta,$$

где τ_{\pm} , τ_0 и $\tau(0)$ – время жизни o-Ps с проекциями спина ± 1 и 0 на ось z и среднее время жизни o-Ps в магнитном поле, направленном вдоль оси z . Зависимость величин τ_0 и $\tau(0)$ от магнитного поля B определяется известными формулами [1]. Измерение времени жизни ортопозитрония при двух или более направлениях магнитного поля позволяет определить тензорную поляризацию пучка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гольданский В.И. Физическая химия позитрона и позитрония. – М.: Наука, 1968. 174 с.

ЭВОЛЮЦИЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ ПОЗИТРОНИЯ В СРЕДАХ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

А.Я. Силенко

НИУ Институт ядерных проблем Белгосуниверситета, Минск, Беларусь

Исследована эволюция поляризации позитрония в средах с поляризованными электронами (парамагнетиках с фиксированной ориентацией спинов неспаренных электронов). Динамика спина позитрония в таких средах определяется двумя факторами: вращением спина ортопозитрония (o -Ps) вокруг направления ориентации спина неспаренных электронов вещества /1,2/ и конверсией спина, приводящей либо к изменению проекции спина o -Ps, либо к переходу из орто- в парасостояние с последующей быстрой аннигиляцией /3,4/. Найдены аналитические формулы, описывающие динамику вращения спина и определяющие изменение спиновой волновой функции и вектора поляризации o -Ps. Построена феноменологическая теория, описывающая эволюцию поляризации позитрония в процессе конверсии спина для идеализированного случая одинаковой ориентации спинов неспаренных электронов вещества (в направлении оси z). В этом случае изменения поляризации атомов o -Ps с проекцией спина $S_z=1$ не происходит, и они распадаются только в результате pick-off-аннигиляции и аннигиляции на 3 гамма-кванта. Атомы o -Ps с проекциями спина $S_z=0, -1$ могут не только аннигилировать, но и переходить в результате одной или двух конверсий спина с состояние с $S_z=1$. В результате число атомов o -Ps с проекцией спина $S_z=1$ при определенных условиях может даже увеличиться по сравнению с первоначальным. Проанализированы возможности применения описанных эффектов для определения ориентации неспаренных электронов в парамагнетиках и при исследовании поверхностного магнетизма.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барышевский В.Г., Ивашин А.В. // ЖЭТФ, 1973, т. 65, с. 1467.
2. Baryshevsky V.G. // Phys. Stat. Sol. (b). 1984, v.124, p. 619.
3. Silenko A.J. // Proc. of X Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics (DUBNA-SPIN-03, Dubna, Sep 16-20, 2003). Dubna: JINR, 2004, p. 180.
4. Силенко А.Я. // Поверхность. 2005, № 4, с. 45.

ПОТЕРЯ ЭЛЕКТРОНОВ ЛЕГКИМИ ИОНАМИ И АТОМАМИ ПРИ СКОРОСТИ $V \leq 1.8$ а.е.

И.С. Дмитриев, Я.А.Теплова, Ю.А. Файнберг
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

На основании экспериментальных данных, полученных при измерении величин сечений потери электронов ионами легких элементов, имеющими скорости $V \geq 1,8$ а.е., при столкновении в газах определены величины парциальных сечений $\sigma(nl)$ потери внешних $1s$, $2s$ и $2p$ электронов. Величины сечений $\sigma(2p)$ для $2p$ электронов в области $V \leq 1.8$ а.е. в 1.2-3 раза больше сечений $\sigma(1s)$ и $\sigma(2s)$ при одинаковых значениях I_{nl} энергии связи. Показано, что экспериментальные сечения $\sigma(1s)$, $\sigma(2s)$ и $\sigma(2p)$ для потери $1s$, $2s$ и $2p$ электронов положительными ионами качественно согласуются с расчетами в борновском приближении [1]. Однако, при этих же скоростях ионов, величины сечений $\sigma(2p)$ потери электрона атомами при значениях $I_{nl} \approx 10-20$ эВ в 2-3 раза меньше сечений $\sigma(1s)$, что, возможно, вызвано понижением значением параметра экранировки внешней оболочки атомов θ_{2p} , (рис.1), при образовании квазимолекулы.

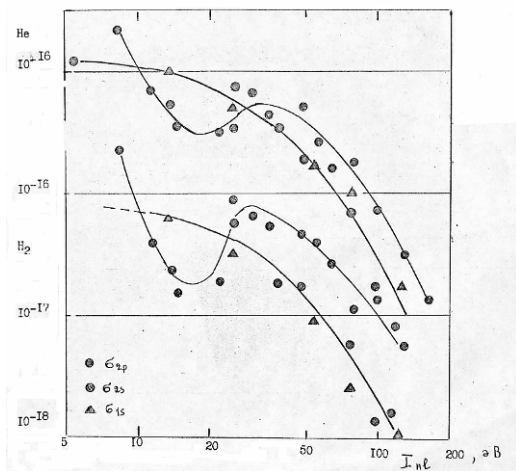


Рис.1 Сечения потери электронов в зависимости от энергии связи I_{nl} удаляемого электрона в H_2 и He.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tachaev Yu.A., Dmitriev I.S., Nikolaev V.S. and Teplova Ya.A. // J.Phys B. Atom. Molec. Phys. 1978, v.11, L 223-225.

ОБ УСЛОВИЯХ ВОЗНИКНОВЕНИЯ СТАЦИОНАРНЫХ СОСТОЯНИЙ В ОТКРЫТЫХ ДВУХУРОВНЕВЫХ СИСТЕМАХ С МУЛЬТИПЛИКАТИВНЫМ ШУМОМ

С.Н. Нагорных¹⁾, В.И. Павленков²⁾

¹⁾Нижегородский государственный педагогический университет,
г. Нижний Новгород, Россия

²⁾Арзамасский государственный педагогический институт
им. А.П.Гайдара, г. Арзамас, Россия

Модель открытой системы частиц (квазичастиц) с двумя энергетическими уровнями применима для описания явлений, имеющих термоактивационный характер: термостимулированной электронной эмиссии, люминесценции, кинетики дислокационной пластичности в кристаллах.

Кинетика подобной системы может быть описана системой уравнений Блохинцева:

$$\dot{x}_1 = -B_1 x_1 + B_2 (x_{KP} - x_1) x_2 + f_1; \quad (1)$$

$$\dot{x}_2 = B_1 x_1 - B_2 (x_{KP} - x_1) x_2 - B_3 x_2 + f_2; \quad (2)$$

$$J = LB_3 x_2. \quad (3)$$

Здесь x_1, x_2 - концентрация частиц на нижнем и верхнем энергетических уровнях соответственно. B_1, B_2, B_3 - вероятности перехода частиц между уровнями: $1 \rightarrow 2, 2 \rightarrow 1$ и выхода частицы из системы со второго уровня; x_{KP} - предельно высокая концентрация x_1 ; J - поток частиц, выходящих из системы, L - глубина слоя, испускающего частицы; f_1 и f_2 - потоки частиц, поступающих из среды на первый и второй уровни системы. В случае квазистационарности концентрации частиц на 2-м уровне ($\dot{x}_2 \approx 0$) и выполнении условия $B_3 \gg B_2 (x_{KP} - x_1)$, система уравнений (1) и (2) сводится к модели стохастической бистабильности Арнольда-Хорстлемке-Левефра в случае неравенства нулю f_1 и f_2 и к модели моностабильности Ферхольста при отсутствии поступления частиц в систему. Стохастическая форма названных моделей позволяет учитывать влияние мультипликативного шума на возникновение стационарных состояний системы и определить вид функции плотности вероятности. Смена вида функции плотности вероятности при изменении соотношения параметра среды и интенсивности шума для системы «локализованные ловушками электроны – свободные электроны» в полупроводнике может интерпретироваться как переход от непроводящего состояния к проводящему, а для системы «медленные дислокации – быстрые дислокации» в кристалле как переход от неупругости к пластичности.

НОВАЯ ПРИРОДА ШУМА ТЕРМОСТИМУЛИРОВАННОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ СО СТЕРЖНЕЙ ПРИ ЦИКЛИЧЕСКОМ КРУЧЕНИИ

Богданов Р.И.¹⁾, Нагорных С.Н.²⁾, Богданов М.Р.³⁾

¹⁾НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

²⁾Нижегородский государственный педагогический университет,
г. Н. Новгород, Россия

³⁾Механико-математический факультет МГУ, Москва, Россия

В данной работе рассматривается новая природа шума для описания переходов ТСЭЭ при циклическом кручении тонких металлических стержней за пределами упругости. Соответствующая модель с помощью полулокальной бифуркации системы сводится к слабо диссипативной теории Колмогорова-Арнольда-Мозера. Речь идёт об уравнении

$$m\ddot{x} = -\partial U/\partial x + f(x, \dot{x}), \quad (1)$$

и его дискретизации

$$x_{n+1} = x_n + h \cdot \dot{x}_{n+1}, \quad \dot{x}_{n+1} = \dot{x}_n + h \cdot f(x_n, \dot{x}_n), \quad (2)$$

где потенциал $U(x) = x^2/2 - x^3/3$ и сила вязкости $f(x, \dot{x}) = (\varepsilon + \mu x)\dot{x}$ выбираются в соответствии с бифуркацией Богданова-Такенса, а уравнение (2) моделирует динамику шума. Ранее были приведены результаты расчётов периодических орбит модели (2) при $\varepsilon, \mu \approx 10^{-5}$ вплоть до периодов порядка 10^8 , которые могут быть асимптотически (не)устойчивыми или гиперболическими. Асимптотически (не)устойчивые периодические орбиты имеют (отталкивание) притяжение в области с положительной площадью (мерой). Площадь области притяжения пропорциональна статистическому весу орбиты и позволяет определить температуру с помощью распределения Больцмана-Гиббса, а также давление с учетом изменения площади вдоль периодической орбиты

$$S(n) = \text{const} \cdot e^{-n\bar{E}/kT}, \quad p = \bar{E}/\delta S(n), \quad (3)$$

где n – период орбиты, \bar{E} – средняя энергия вдоль орбиты, T – подгочный параметр – абсолютная температура, $\delta S(n)$ – изменение площади вдоль (не) устойчивой орбиты.

Оказывается, при изменении периода от 1 до 10^8 абсолютная температура может возрастать на три порядка наряду с давлением, что качественно совпадает с экспериментальной температурой образца в зависимости от числа циклов. Таким образом, период орбиты пропорционален числу циклов кручения, а температура – интенсивности белого шума, вызывающего переходы ТСЭЭ.

ТВЕРДОФАЗНЫЙ СИНТЕЗ СИЛИЦИДОВ ЖЕЛЕЗА В СИСТЕМЕ Fe/Si(100)2×1

М.В. Гомоюнова, И. И. Пронин, Д.Е. Малигин
ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

При взаимодействии атомов железа с поверхностью кремния образуется целый ряд стабильных и метастабильных соединений. Среди стабильных силицидов железа (Fe_3Si , $\epsilon\text{-FeSi}$, $\beta\text{-FeSi}_2$) наибольшее внимание привлекает полупроводниковый дисилицид $\beta\text{-FeSi}_2$, представляющий интерес для оптоэлектроники. Метастабильные силициды железа могут обладать необычными для стабильных фаз свойствами и поэтому оказаться перспективными для наноэлектроники. Однако формирование этих соединений в процессе твердофазного синтеза, а также трансформация одних силицидных фаз в другие до настоящего времени изучены недостаточно [1,2]. Целью настоящей работы было изучение начальных стадий формирования силицидов железа, протекающего при отжиге монокристалла Si(100) с нанесенной на его поверхность сверхтонкой пленкой металла. Пленка железа напылялась при комнатной температуре, и ее толщина составляла пять монослоев. Исследование проведено методом фотоэлектронной спектроскопии высокого разрешения (~ 100 meV) с применением синхротронного излучения. Рабочий вакуум в камере спектрометра был не хуже, чем 2×10^{-10} Торр.

Показано, что первый фазовый переход в системе Fe/Si(100)2×1 обнаруживается при нагреве образца до температуры 60°C, когда образовавшийся при комнатной температуре силицид Fe_3Si трансформируется в стабильный моносилицид $\epsilon\text{-FeSi}$. При дальнейшем повышении температуры последовательно формируются две новые фазы - метастабильный дисилицид $\gamma\text{-FeSi}_2$ и стабильный дисилицид $\beta\text{-FeSi}_2$. Определены температурные диапазоны существования указанных силицидов. Обнаружена сегрегация кремния на поверхности $\gamma\text{-FeSi}_2$.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 04-02-17651), Федерального агентства по науке и инновациям РФ (госконтракт № 02.434.11.2027) и Российско-Германской лаборатории на BESSY.

ЛИТЕРАТУРА

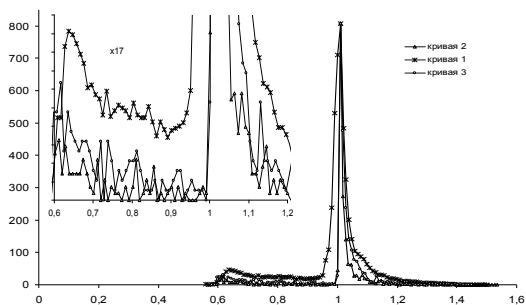
1. Hajjar S., Garreau G., Pelletier S. et al. // Surf. Sci. 2003, v. 532-535, p. 940.
2. Chrost J., Hinarejos J.J., Segovia P. et al. // Surf. Sci. 1997, v. 371, p. 297.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ИОНОВ СВИНЦА В (111) И (110) ПЛОСКОСТНЫХ КАНАЛАХ КРИСТАЛЛА КРЕМНИЯ

А.К. Холодов, Д.А. Моргун, В.П. Кощев
Сургутский государственный университет, Сургут, Россия

В настоящем докладе рассматриваются потери энергии релятивистских ионов свинца в (111) и (110) каналах кремния. Были произведены расчеты по 3-м компьютерным моделям прохождения релятивистских ионов сквозь кристалл: STE (the space of transversal energy) /2/, PST (the phase space of transversal coordinates and velocities) /3/, SM (условно называемая нами, стандартная модель), а также рассматривалась модель без учета многократного рассеяния. Наблюдается хорошее согласие с экспериментальными данными /1/. Обнаружено, что учет многократного рассеяния не влияет на результат и что форма спектра определяется расходимостью пучка. По-видимому также расходимость пучка в /1/, исходя из спектра потерь энергии, не является гауссовой.

На рисунке изображены потери энергии при каналировании в 0.3 мм кристалле Si ионов Pb с энергией 33.2 ТэВ в плоскости (111) для 3-х



случаях: экспериментальная кривая с расходимостью 50 мкрад /1/ (кривая 1), без учета многократного рассеяния с расходимостью 50 мкрад (кривая 2) и без учета многократного рассеяния с расходимостью $50/\sqrt{2}$ мкрад (кривая 3).

ЛИТЕРАТУРА

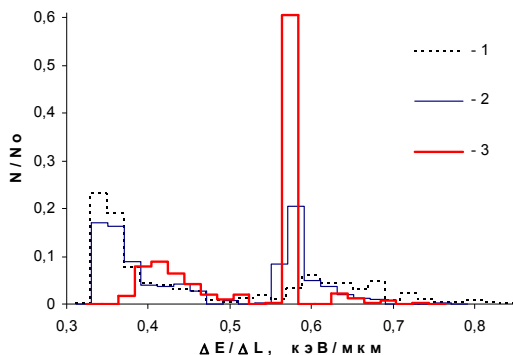
1. Pape Moller S., Biryukov V., Datz S. et al. // Phys. Rev. A, v. 64.
2. Холодов А.К., Кощев В.П., Моргун Д.А. // Материалы XVII международной конференции. Взаимодействие ионов с поверхностью вещества. – М.: Изд.-во МАИ, 2005, т.1, с.312.
3. Сафин Н.В., Кощев В.П., Моргун Д.А. // Материалы XVII международной конференции. Взаимодействие ионов с поверхностью вещества. – М.: Изд.-во МАИ, 2005, т.1, с.301.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРА ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ В ИЗОГНУТОМ КРИСТАЛЛЕ КРЕМНИЯ

Н.В. Сафин, Д.А. Моргун, В.П. Кощев

Сургутский государственный университет, г.Сургут, Россия

В рамках программы PST (the Phase Space of Transversal coordinates and velocities) /1/ представлен метод моделирования траекторий заряженных ионов в плоско-



скостных каналах изогнутых кристаллов с учётом многократного рассеяния. Уравнение движения в случае изогнутого кристалла дополняется слагаемым, учитывающим центробежную силу F_c , действующую на движущиеся ионы. Центробежная сила связана с

кривизной кристалла: $F_c = pv/R$, где: R – радиус изгиба, а $k = 1/R$ – кривизна кристалла.

На рисунке представлены результаты расчётов средней скорости потерь энергии протонами с энергией 450 ГэВ в (111) плосконом канале равномерно-изогнутого кристалла кремния на глубине 0,73 мм при кривизне кристалла: $k = 0$ (гистограмма 1), $k = 1,133 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ (гистограмма 2), $k = 2,467 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ (гистограмма 3). $N_0 = 301$. Начальные значения точек влёта были равномерно распределены на интервале $0 \leq x \leq d$, углы влёта нормально распределены вокруг среднего значения $\dot{x} = 0$ со среднеквадратичным отклонением 3 мкрад. Представленные спектры рассчитывались с разрешением по энергии 0,02 кэВ/мкм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сафин Н.В., Кощев В.П., Моргун Д.А. // Материалы XVII Международной конференции Взаимодействие ионов с поверхностью (ВИП-2005). - М.: Изд-во. МАИ, 2005, том 1, стр.301-304.

ПОТЕНЦИАЛЬНАЯ ЭНЕРГИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АТОМА С НЕПРЕРЫВНЫМ ПОТЕНЦИАЛОМ ПЛОСКОСТНОГО КАНАЛА КРИСТАЛЛА

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

В [1] получена потенциальная энергия взаимодействия атома с непрерывным потенциалом плоскостного канала кристалла для некоторых квантовых состояний электрона налетающего атома, описанных с помощью волновых функций уравнения Шредингера. В данной работе производится вычисление этой же величины, но с помощью волновых функций, являющихся решением уравнения Дирака.

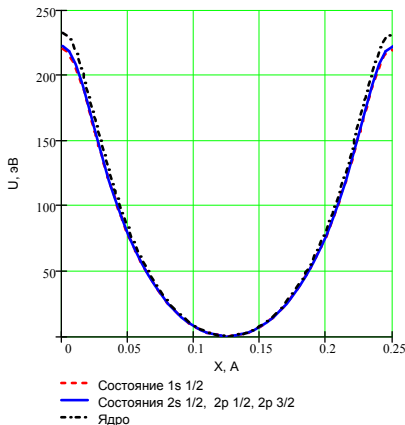


Рис. 1. Потенциальная энергия взаимодействия водородоподобного иона Ag^{17+} с непрерывным потенциалом (100) плоскостного канала кристалла кремния

На рисунке 1 изображена потенциальная энергия взаимодействия водородоподобного иона аргона Ag^{17+} с непрерывным потенциалом (100) плоскостного канала кристалла кремния. Из рисунка видно, что потенциальные энергии взаимодействия для состояний $2s_{1/2}$, $2p_{1/2}$, $2p_{3/2}$ со значениями магнитных моментов $m = \pm 1/2$ и $m = \pm 3/2$ практически совпадают, а для состояния $1s_{1/2}$ лежит несколько ниже. При резонансном когерентном возбуждении в условиях каналирования (см., например, [2]) переходы между состояниями $1s_{1/2}$ и $2s_{1/2}$, $2p_{1/2}$, $2p_{3/2}$ могут привести к дополнительному механизму деканализации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кощев В.П., Моргун Д.А., Холодов А.К., Сафин Н.В., Кулясов Е.В. // Тезисы докладов XXXIV международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. – М.: Изд.-во УНЦ ДО, 2004, с. 37
2. Azuma T., Ito T., Yamazaki Y., Komaki K., Sano M., Torikoshi M., Kitagawa A., Takada E., Murakami T. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, 1998, v 135, pp. 61-65

ФОТОРОЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОН – ПОЗИТРОННЫХ ПАР В КУЛОНОВСКОМ ПОЛЕ ВБЛИЗИ ПОРОГА РЕАКЦИИ: УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОБРАЗОВАННЫХ ПАР

Ю.П. Кунашенко¹⁾²⁾, Ю.Л. Пивоваров²⁾, Е.О. Поздеева²⁾

¹⁾ГНУ НИИЯФ при ТПУ, г. Томск, Россия

²⁾Томский Политехнический Университет, г. Томск, Россия

Считается, что рождение e^+e^- пар фотонами в кулоновском поле изучено досконально. В этой области знаний, однако, существует большой пробел для энергий фотонов вблизи порога реакции. Существует единственная теоретическая работа в этой области энергий фотона [1]. В [1] учитывалось взаимодействие образованных e^+ и e^- с ядром мишени, приводящее к асимметрии в угловых распределениях образованных частиц.

В области энергий фотонов вблизи порога процесс обладает интересными особенностями, например сечение образования e^+e^- максимально, когда образованные электрон и позитрон имеют импульс почти перпендикулярный импульсу начального фотона.

Экспериментальные исследования фоторождения e^+e^- пар в кулоновском поле для таких энергий не проводились.

В представленном докладе на основе точного сечения образования e^+e^- пар фотоном в кулоновском поле вблизи порога реакции детально исследованы угловые распределения образованных e^+ и e^- .

Изучена эволюция изменения угловых распределений e^+e^- пар с увеличением энергий фотонов (от 1,2 МэВ до 5 МэВ) и с изменением атомного номера ядра мишени.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nishina Y, Tomonaga S, Sakata S, // Sci. Pap. Inst. Phys., Chem. Res. Japan, 1934, v. 24, № 17

РАДИАЦИОННЫЕ И ИОНИЗАЦИОННЫЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ В КРИСТАЛЛЕ

В.И. Ефремов, В.А. Долгих, Ю.Л. Пивоваров
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия
efremvad@yandex.ru

Представлены результаты расчетов радиационных и ионизационных потерь для отдельных траекторий и пучков электронов и позитронов с энергией 500-1000 МэВ при каналировании в кристаллах $\langle 100 \rangle$ W и $\langle 110 \rangle$ W различной толщины. Для расчета потерь энергии использовались траектории частиц, полученные в результате компьютерного эксперимента, основанного на модели бинарных столкновений /1,2/. Проведен сравнительный анализ полученных результатов с результатами аналогичных компьютерных экспериментов, основанных на использовании мультистринговой модели для расчетов траекторий электронов (позитронов) в кристалле /3/. Обсуждается различие ориентационной зависимости радиационных и ионизационных потерь энергии релятивистских электронов (позитронов) в тонких кристаллах по сравнению с потерями энергии в аморфной мишени такой же толщины.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dolgikh V.A., Kunashenko Yu.P., Pivovarov Yu.L. // Nucl. Instrum. Meth. B 2003, v 2001(1), p.253
2. Efremov V.I., Dolgikh V.A., Pivovarov Yu.L. // Nucl. Instrum. Meth. B, 2006 (in press)
3. Filimonov Yu.M., Pivovarov Yu.L. Proceedings international symposium on radiation of relativistic electrons in periodical structures (RREPS-93), Tomsk, 1993.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПЕРЕЗАРЯДКИ И УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ПРИ ОСЕВОМ КАНАЛИРОВАНИИ В ТОНКОМ КРИСТАЛЛЕ КРЕМНИЯ

В.В.Самарин¹⁾, С.М.Самарина²⁾, А.Г.Кадменский³⁾

¹⁾Чебоксарский кооперативный институт, Чебоксары, Россия

²⁾Чувашский государственный университет, Чебоксары, Россия

³⁾ФГУП “ЦНИИ машиностроения”, Москва, Россия

При взаимодействии изотропного пучка тяжелых ионов с тонким кристаллом кремния угловые распределения ионов, вышедших из кристалла в направлении $\langle 100 \rangle$ (рис. 1), могут меняться от режима “охлаждения” потока (пик вдоль оси) до режима “нагрева” (минимум при малых углах) /1/.

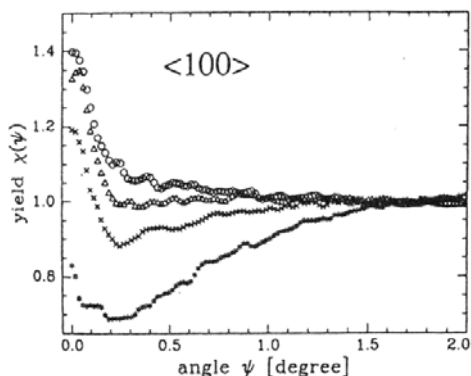


Рис. 1. Угловые распределения ионов иттрия после прохождения через кристалл кремния толщиной 3.4 мкм для энергий (сверху вниз) 141, 117, 92 и 63 МэВ по данным из работы /1/.

Этот эффект качественно объясняется в модели с двумя параметрами (средними радиусами захвата и потери электрона ионом) /1/. Для исследования влияния процессов перезарядки ионов на формирование подобных угловых распределений рассмотрены модельные зависимости вероятностей захвата и потери электрона ионом от скорости иона и прицельного параметра его столкновения с атомом кристалла, построенные на основе применения нестационарного уравнения Шредингера и адиабатической теории возмущений. Для моделирования эволюции и перераспределения потока тяжелых ионов при осевом каналировании в кристалле кремния использован метод Монте-Карло.

ЛИТЕРАТУРА

1. Карамян С.А., Грюнер Ф., Асманн В. //Препринт ОИЯИ, Дубна, 2003, Е14-2003-24.

РАСЧЕТЫ ПЕРЕЗАРЯДКИ ИОНА В ЭЛЕКТРОННОМ ГАЗЕ НА ОСНОВЕ МАТРИЦЫ ПЛОТНОСТИ

Александров В.А.¹⁾, Филиппов Г.М.²⁾

¹⁾Чувашский государственный университет им. И.Н. Ульянова,
г. Чебоксары, Россия

²⁾Чувашский государственный педагогический университет
им. И.Я. Яковлева, г. Чебоксары, Россия

В работе анализируется влияние среды (имеется в виду электронный газ) на явление перезарядки атомного или молекулярного иона в объеме металла или вблизи от его поверхности. Поскольку в рассматриваемой задаче ион не является замкнутой системой, закон сохранения энергии и импульса для переходов в другие состояния выполняется только приближенно. Данное обстоятельство приводит, в частности, к возможности захвата при столкновении одиночного электрона с движущимся зарядом, что невозможно в вакууме. Ввиду больших затрат машинного времени при вычислении вероятности захвата в исходной модели расчета [1], предлагается приближение, учитывающее сильную локализацию волнового пакета электрона в направлении, перпендикулярном к движению иона. Особенно важно и легко наблюдаемо экспериментально явление нейтрализации иона, движущегося вблизи поверхности металла. В этом случае электронные состояния металла описываются функциями, локализованными в металле и в непосредственной близости от поверхности. При движении иона параллельно поверхности эффект будет существенно зависеть от расстояния траектории до поверхности и будет благоприятствовать захвату в высоковозбужденные ридберговские состояния. Зависимость эффективности генерации ридберговских ионов от параметров задачи в данном случае может иметь и прикладной характер.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Александров В.А., Филиппов Г.М. // В кн.: «Взаимодействие ионов с поверхностью (ВИП-2005). Т.1» -М.: Изд-во МАИ, 2005, с.228.

ДВУХЧАСТИЧНАЯ МАТРИЦА ПЛОТНОСТИ В ИМПУЛЬСНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Г.М. Филиппов

Чувашский государственный педагогический университет
им. И.Я.Яковлева, г. Чебоксары, Россия

Двухчастичные матрицы плотности позволяют решать широкий круг задач физики взаимодействия заряженных частиц с твердыми телами. Их вычисление с достаточно высокой точностью представляет собой важную задачу современной теоретической физики. В работе /1/ она решалась в так называемом приближении средней частоты. Недостатком данной работы является то, что процедура выбора единственного свободного параметра в этом приближении – средней частоты – не была однозначно определена. В настоящей работе рассматривается другое приближение, которое обладает большей точностью и которое позволяет, в частности, обоснованно выбирать величину средней частоты. Основываясь на двухчастичной матрице плотности, можно путем исключения координат центра масс двух частиц получить матрицу плотности относительного движения и выяснить зависимость от времени вероятности пребывания пары частиц в определенном квантовом состоянии. Применяя теорию к случаю водородоподобного иона, удастся обнаружить, что с течением времени примесь состояний непрерывного спектра в относительном движении постоянно нарастает. Вообще говоря, связанному электрону в ионе, движущемуся в твердом теле, нельзя сопоставить какую-либо волновую функцию. Поэтому ответ на вопрос о том, как фактически устанавливающееся распределение электрона в окрестности ядра влияет на разнообразные вторичные явления, наиболее просто можно получить с использованием двухчастичной матрицы плотности. Для определения формы образующегося волнового пакета и его эволюции со временем необходимо как можно более точное вычисление указанной матрицы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Филиппов Г.М. //Известия РАН, сер. физ., 2004, т. 68, № 2, с.36.

ИССЛЕДОВАНИЯ ДВУХЭЛЕКТРОННЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ ЧИСЛЕННЫМ МЕТОДОМ

В.И. Савельев

Чувашский государственный педагогический университет
им. И.Я.Яковлева, г. Чебоксары, Россия

В работе рассматриваются некоторые двухчастичные задачи квантовой механики. Как показали расчеты некоторых одноэлектронных систем, например, приведенные в работах /1–2/, решение важных задач атомной физики действительно может осуществляться при помощи численного решения нестационарного уравнения Шрёдингера для одной квантовой частицы. Некоторые результаты исследований одномерных и двумерных двухчастичных квантовых систем представлены в работе /3/. В ней, в частности, было замечено, что в одномерном и двумерном случаях электроны, ввиду взаимного отталкивания, стремятся локализоваться в различных областях пространства. Двухчастичные трёхмерные квантовые задачи сводятся к решению шестимерного нестационарного уравнения Шрёдингера, что требует слишком больших размеров расчетной сетки для обеспечения надлежащей точности вычислений. Тем не менее, некоторые задачи, обладающие различными свойствами симметрии, могут быть приведены к задачам меньшей размерности. Например, в расчетах основных состояний атома гелия или молекулы водорода необходимо использовать свойства симметрии относительно поворотов вокруг осей симметрии и отражений в плоскостях симметрии. В работе предполагается воспользоваться данными соображениями, проделать соответствующие расчеты и проанализировать полученные результаты.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Самарин В.В., Савельев В.И. //Поверхность, 2001, № 5, с. 6.
2. Савельев В.И., Филиппов Г.М. //Поверхность, 2006, № 4, с.47.
3. Савельев В.И., Филиппов Г.М. //В кн.: «Взаимодействие ионов с поверхностью (ВИП-2005). Т.1» -М.: Изд-во МАИ, 2005, с.154.

МЕХАНИЗМ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ И НЕЙТРОНОВ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ СКВОЗЬ ОПТИЧЕСКИ ВОЗБУЖДЕННУЮ (ИНВЕРСНУЮ) СРЕДУ

В.И.Высоцкий, М.В.Высоцкий

Киевский национальный университет им. Т.Шевченко, Украина

Рассмотрена возможность ускорения (или уменьшения торможения) тяжелых ионов и быстрых нейтронов при их прохождении сквозь инвертированную среду, содержащую оптически возбужденные атомы. Процесс ускорения частиц с электрическим зарядом или магнитным моментом при взаимодействии с возбужденными атомами мишени аналогичен явлению внутренней электронной конверсии с образованием и ускорением быстрых электронов в атомах при безизлучательном девозбуждении ядра.

Для изотропной матрицы с инверсной концентрацией возбужденных атомов $\Delta n_a = n_e - n_g$ сечение ускорения определяется сечением кулоновского девозбуждения атома движущейся частицей

$$\sigma_{qi}(\omega_{sn}, v) \approx (8\pi e^4 |r_{eg}|^2 / \hbar^2 v^2) \ln(v/a\omega_{eg}), \quad v > a\omega_{eg},$$

а темп ускорения ионов характеризуется величиной

$$dE_{qi}/dx = \sigma_q(\omega_{eg}, v) \hbar \omega_{sn} \Delta n_a.$$

Здесь a - среднеквадратичный радиус оболочки, соответствующий возбужденному атому; ω_{eg} - частота перехода из возбужденного на основной уровень атома; r_{eg} - матричный элемент координаты рассматриваемого электрона на возбужденном уровне атома, перпендикулярный направлению движения иона; v - средняя скорость иона при взаимодействии с конкретным атомом.

Для плоскостного каналирования темп ускорения положительного однократного иона вдоль оси канала в возбужденном кристалле равен

$$dE_{q,chan}/dx \approx 4e^4 |r_{eg}|^2 \Delta n_a^{1/3} \omega_{eg} <D^{-2}> / \hbar v^2 \approx 1 - 100 \text{ МэВ/см}.$$

Здесь D - прицельное расстояние от каналируемого иона до возбужденного атома из состава "стенки канала". Ускорение ионов в возбужденном кристалле может быть использовано, например, для управляемой имплантации.

Механизм ускорения нейтронов связан с взаимодействием электрической компоненты преобразованного электромагнитного поля, создаваемого магнитным моментом движущегося нейтрона, с электронной подсистемой возбужденных атомов. Сечение взаимодействия и темп ускорения нейтрона соответственно равны

$$\sigma_n(\omega, v) \approx (\pi \beta^2 e^4 |r_{sn}|^2 / M_n^2 c^4) (1/a^2 - \omega_{eg}^2 / v^2), \quad dE_n/dx = \sigma_n(\omega_{eg}, v) \hbar \omega_{eg} \Delta n_a.$$

В докладе также рассмотрены предпосылки намного более эффективного ускорения ионов и нейтронов при их прохождении сквозь кристалл с когерентно возбужденными атомами (например, с помощью воздействия лазерным импульсом малой длительности).

ОСОБЕННОСТИ ТРАНСПОРТИРОВКИ, УДЕРЖАНИЯ И СЖАТИЯ ПУЧКОВ И ПОТОКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ И ДИПОЛЬНЫХ ЧАСТИЦ В ФОТОННЫХ КРИСТАЛЛАХ

В.И. Высоцкий, С. В. Симонов

Киевский национальный университет им. Т. Шевченко, Украина

Рассмотрена возможность использования фокусирующих лазерных пучков для создания пространственно-стабильных фотонных кристаллов, образующих упорядоченную периодическую структуру потенциальных ям и барьеров, способных влиять на движение пучков и потоков заряженных частиц (включая электроны и тяжелые ионы).

Показано, что такая пространственно-распределенная система может быть создана с помощью бесселевых бездифракционных пучков, центральный пик которых имеет расходимость, существенно меньше дифракционного предела. Продольные размеры таких трехмерных лазерных кристаллов могут достигать нескольких метров, а период сверхрешетки в их объеме равен единицам микрон.

Показано, что такие управляемые сверхрешетки могут быть использованы в качестве основы для виглеров и ондуляторов в источниках синхротронного излучения на основе пучков частиц высокой энергии.

Рассмотрена возможность и исследованы предпосылки создания с помощью одного лазерного луча пространственных трехмерных фокусирующих фотонных ловушек в объеме фотонного кристалла в вакууме, в пределах которых возможно стационарное удержание и разогрев плазмы.

Проведен анализ возможности создания аналогичных ловушек для удержания нейтральных частиц, в объеме каждой из которых с помощью того же лазерного луча наводится индуцированный дипольный момент.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ФРАКТАЛЬНОСТИ РАССЕЙЯНИЯ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В СТРУКТУРНО-НЕОДНОРОДНЫХ СРЕДАХ

Н.В.Максюта, О.И.Барчук, Т.В.Родионова, Л.Н.Максюта

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

Для подтверждения теоретического предсказания о фрактальности распространения электромагнитного излучения (принцип Гюйгенса – Френеля отражает этот ветвящийся самоподобный процесс) были проведены эксперименты по рассеянию лазерного излучения структурно-неоднородными средами. Показано, что измеренные зависимости относительной интенсивности прошедшего и отраженного излучения ($\lambda \approx 0,63 \text{ мкм}$) от толщины структурно-неоднородной среды (реализуемой с помощью набора шероховатых пластинок толщиной $l \approx 0,1 \text{ мм}$ со средним размером неоднородностей $d \approx 1 \text{ мкм}$) достаточно хорошо согласуются с теоретически рассчитанными зависимостями. Анализ процесса рассеяния проводился с помощью дробных дифференциальных уравнений, показатели дробных временных производных в которых совпадают с параметрами устойчивых вероятностных распределений случайных временных отрезков (см., например, /1, 2/). В работе показано, что эти параметры совпадают со средними фрактальными размерностями траекторий движения электромагнитных волн в исследуемых средах или с уменьшенными на единицу средними фрактальными размерностями поверхностей шероховатых пластинок (аналогичная аргументация приводилась в работах /3, 4/). Фрактальность распространения излучения наилучшим образом проявляется при соизмеримости величин l и λ , что подтверждается исследованием упругого рассеяния лазерного излучения поликремневыми пленками, размеры зерен которых линейным образом зависят от температуры отжига /5/.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Станиславский А.А. // ТМФ. 2004, т. 138. № 3. С. 491.
2. Золотарев В.М. Одномерные устойчивые распределения. – М.: Наука, 1983.
3. Максьюта Н.В. // Поверхность. 2001, № 5, с. 45.
4. Максьюта Н.В. // Поверхность. 2005, № 8, с. 110.
5. Родионова Т.В., Кобка В.Г., Находкин Н.Г. // Кристаллография. 1988, т. 33, вып. 5, с. 1207.

ПРИЧИННАЯ СВЯЗЬ МЕЖДУ ЭВОЛЮЦИЕЙ ПРОЦЕССА КОГЕРЕНТНОГО КАНАЛИРОВАНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В КРИСТАЛЛАХ И ЗАКОНОМ ИХ НАЧАЛЬНОГО ВЕРОЯТНОСТНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПО КВАНТОВЫМ СОСТОЯНИЯМ

Н.В. Максютя, В.И. Высоцкий

Киевский национальный университет им Т. Шевченко, Киев, Украина

Ранее было показано, что при плоскостном каналировании заряженных частиц в тонких кристаллах вследствие существования переходных областей взаимной когерентности около входной поверхности при определенных условиях возможен режим когерентного каналирования. Это означает, что фазовые соотношения между волновыми функциями $\varphi_{an}(x)$ (α - номер плоскостного канала, n - номер состояния в одной плоскостной потенциальной яме) приводят к конструктивной интерференции, что возможно лишь в том случае, когда спектр уровней поперечного движения является эквидистантным. В случае положительно заряженных частиц (позитронов, протонов, положительных ионов) это осуществить легко в любых кристаллах и при любых энергиях. В случае же отрицательно заряженных частиц (электронов, отрицательных ионов) также можно подобрать такие условия, чтобы существовал эквидистантный спектр энергетических уровней, необходимый для осуществления режима когерентного каналирования. Однако вследствие ограниченности фазового пространства и сильной зависимости от начальных условий, возникает временная хаотизация поперечного и продольного движения, приводящая к нарушению когерентности. В данной работе показано, что эволюция относительной корреляционной функции $\gamma_{mn}(\tau) = \langle c_m(0)c_n(\tau) \rangle / \sqrt{w_m w_n}$, где $c_m(0), c_n(\tau)$ - амплитуды заселенности соответственно уровня m в начальный момент времени и уровня n в момент времени τ , w_m, w_n - вероятности заселения этих уровней на входе в канал, описывается дробным уравнением Шредингера $i\hbar \partial^{\alpha_m} \gamma_{mn}(\tau) / \partial \tau^{\alpha_m} = \varepsilon_n \gamma_{mn}(\tau)$ при начальном условии $\partial^{\alpha_m - 1} \gamma_{mn}(\tau) / \partial \tau^{\alpha_m - 1} |_{\tau=0} = 1$. Здесь α_m - параметр соответствующего начального вероятностного по квантовым состояниям поперечного движения.

БИНОМИАЛЬНЫЙ ПОТЕНЦИАЛ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОНА С ПРОТОНОМ - АЛЬТЕРНАТИВА ЗАКОНУ КУЛОНА

В.К. Гудым¹⁾, Е.В. Андреева²⁾

¹⁾Национальное космическое агентство Украины, Киев, Украина

²⁾Институт физики полупроводников НАНУ, Киев, Украина

На основе только классических предположений ранее /1,2,3/ мы предложили биномиальную форму закона взаимодействия электрона с протоном

$$V = -e^2/r + \Gamma/r^2 \quad (1)$$

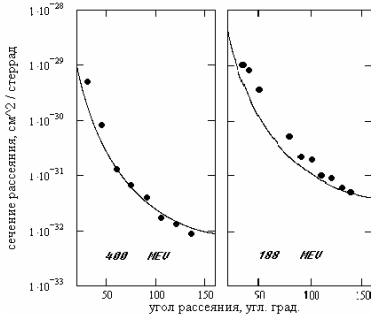
и определили значение постоянной Γ как $6.10276 \cdot 10^{-28}$ единиц CGSE.

Потенциал (1) был проверен нами в решении задачи Кеплера атома водорода, где энергия была представлена в следующей форме

$$E = mr^2/2 + M^2/2mr^2 - e^2/r + \Gamma/r^2 \quad (2)$$

и в решении уравнения Шредингера следующего вида

$$\Delta\Psi + (2m/\hbar^2)(E + e^2/r - \Gamma/r^2)\Psi = 0. \quad (3)$$



Результаты расчетов по уравнению (2) показали возможность решения классической задачи движения электрона в атоме водорода. Для рассеяния электронов на протонах получены общие формулы вычисления углов отклонения и траекторий их движений как в нерелятивистской, так и в релятивистской областях. Для примера, на рисунке приведено сопоставление вычисленных (сплошные линии) сечений рассеяния электронов высокой энергии с экспериментальными данными (точки) Хофштадтера /4/.

В решении же уравнения Шредингера (3) с использованием потенциала (1) появились новые возможности понять и объяснить на классическом уровне многие противоречивые аспекты его теории.

Таким образом, потенциал (1) представляется нам как связующее звено классической и квантовой теорий. И на основании этого мы полагаем, что биномиальный потенциал более точно отражает внутриатомную реальность.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гудим В.К. // Вісник Київського університету. Сер.фіз.-мат.наук, 2001, №3, с. 254.
2. Гудим В.К., Андреева Е.В. // Поверхность, 2003, №5, с.59.
3. Гудим В.К., Андреева Е.В. // Поверхность, 2006, №3, с.113.
4. Hofstadter R. // Rev. Mod. Phys. 1956, v. 28. p. 214.

THE GUIDED PARTICLES AND WAVES IN BENT CHANNELS WITH VARIABLE CURVATURE

G. V. Kovalev

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

It is well known that a mild variable curvature of the waveguides and the crystal channels do not destroy the state of channeling of the electromagnetic waves and particles. The descriptions of the waves (Helmholtz) and nonrelativistic particles (Schrodinger) have the similar mathematical form:

$$(W) \quad (\Delta + k(q_1, q_2)^2)\phi = 0, \quad (P) \quad (\Delta + p^2 - V(q_1, q_2))\Psi = 0.$$

where $k(q_1, q_2)^2 = \varepsilon\mu\omega^2$, $V(q_1, q_2) = 2MU(q_1, q_2)$ are parameters of channeling media for waves and particles. Here we use the general curvilinear coordinate system (q_1, q_2, q_3) which reflects the bends of waveguide and channel and assume that along the curvilinear axis q_3 the channeling media is uniform. The Laplacian Δ has to be expressed in the general curvilinear coordinates (q_1, q_2, q_3) (e.g. see /1/) and depends on the Lamé coefficients which reflect the metric of curvilinear medium of propagation. The finding solution of (W) and (P) is not easy task and we suggested some simplification of the equations (W), (P) which might be called the curvilinear parabolic approximation. In this approximation, for example, the wave function of particle $\psi = \Psi * \exp(-ip_3q_3)$ satisfies the equation:

$$2i \frac{p_3}{h_3^2} \frac{\partial \psi}{\partial q_3} + \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \frac{\partial}{\partial q_3} \left(\frac{h_1 h_2}{h_3} \right) \frac{\partial \psi}{\partial q_3} + (\Delta_{\perp} + p^2 - \frac{p_3^2}{h_3^2} + i \frac{p_3}{h_1 h_2 h_3} \frac{\partial}{\partial q_3} \left(\frac{h_1 h_2}{h_3} \right) - V(q_1, q_2))\psi = 0$$

where h_1, h_2, h_3 - Lamé coefficients, Δ_{\perp} - 2D Laplacian (see /1/) for curvilinear system, and p_3 - conjugate momentum to the curvilinear coordinate q_3 . The parabolic equation for (W) has the similar form:

$$2i \frac{k_3}{h_3^2} \frac{\partial \varphi}{\partial q_3} + \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \frac{\partial}{\partial q_3} \left(\frac{h_1 h_2}{h_3} \right) \frac{\partial \varphi}{\partial q_3} + (\Delta_{\perp} + k(q_1, q_2)^2 - \frac{k_3^2}{h_3^2} + i \frac{k_3}{h_1 h_2 h_3} \frac{\partial}{\partial q_3} \left(\frac{h_1 h_2}{h_3} \right))\varphi = 0$$

where $\varphi = \phi * \exp(-ik_3q_3)$

However, the behavior of wave and particles demonstrates different features considered here, in particular, the volume capture and losses, influence of centrifugal forces, and critical radius of channeling.

REFERENCES

1. Handbook of Applied Mathematics (Ed. C.E. Pearson), Van Nostrand Reinhold Co., 1974.

THE STATISTICAL MODEL OF MICROBEAM FOCUSING BY BENT CRYSTALS

G.V. Kovalev

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

The vigorous model of focusing effect are based on the evolution of the distribution function of high-energy particles in a bent crystal and behind the end face [1]. Here we present the detail description of longitudinal and transversal profiles of microbeams at focusing spots. In phase space (x, v_x) the transversal shape of microbeam has a particular simple form:

$$(bv_s - cx)^2 / (v_s \sin(o_n) - c)^2 + v_s^2 - r_{ch}^2 / (1 - \sin(o_n))^2 = 0$$

where the coefficients b, c, v_s are given by the functions of the angle direction of microbeam and

$$c = v_z / (1 - \sin(o_n))^2, \quad b = D \cos(G + o_n), \quad v_s = v_x + c \sin(o_n)$$

Here D is diameter of end face of the crystal, $G = \arcsin(R_{min}/D)$ and R_{min} is the radius of the bent crystal.

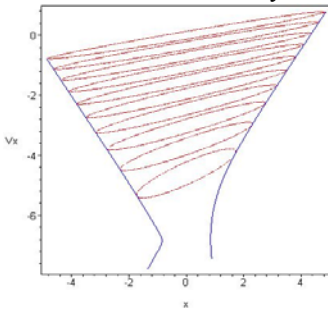


Fig.1 The focal spot in phase space (x, v_x)

The transversal envelope of beam is calculated from the shapes of individual microbeams and its wings have asymmetrical form as it shown in Fig.1. We also calculated the intensity profile by integrating over the phase space with different initial particle distributions. In report we discuss the combination of several focusing crystals, optimal crystalline geometry and parameters, which could provide the maximum magnification and minimum focal size.

We also consider the sources of aberration such as the negative Gaussian curvature of bent crystals (anticlasic effect), the asymmetry of centripetal dechanneling in bent channels and a possibility of asymmetry in coherent transitional scattering when the particles come out with small angles and move some short period of time in semichannel.

REFERENCES

1. Kovalev G.V. // Тезисы докладов XXXV Международ. конф. по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Москва, 31 мая – 2 июня 2005, с. 28.

КАНАЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ВАКУУМЕ

Н. В. Максюта

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

В /1, 2/ впервые рассматривалось строение кристаллоподобных вакуумных форм материи, характеризуемых тензором энергии-импульса T_{ik} с алгебраической структурой $[(1111)]$ /3/. Продолжая развитие этих идей, в данной работе с помощью модифицированного закона всемирного тяготения $W(r) = \pm Gm_p^2/r$ ($m_p = \sqrt{\hbar c/G}$ - планковская масса) рассчитывается постоянная тонкой структуры. Далее, как следует из этого расчета, раскрывается более глубоко сущность электрического заряда и обсуждаются вопросы о появлении величин массы электрона m_e (в результате экранирующего воздействия вакуума на планковскую массу частицы) и его спина $\hbar/2$ (в результате поляризационного воздействия вакуума на бесспиновую частицу (сэлектрон)). Другими словами, спин – это момент заузленного локализованного движения (инерции), возникающий в результате реакции вакуума в течении планковского времени $t_p = \sqrt{G\hbar/c^5}$ на каналируемый из областей “темной материи” (или возникающий в результате взаимопревращений частиц) сэлектрон (максимон). Противоположный же по направлению и равный по величине момент (действие частицы на вакуум) переносится кристаллическим пространством в виде квазичастицы – электронного антинейтрино. Отсюда следует, что силы и моменты инерции макромира не являются какими-то фиктивными величинами. Они имеют реальный источник - материальное пространство (выполняется третий закон Ньютона). В работе показано, что релятивистское возрастание массы в инерциальной системе отсчета эквивалентно уменьшению экранированного воздействия вакуума на ориентационно движущийся в нем электрон.

ЛИТЕРАТУРА

1. Максюта Н.В. // Поверхность, 2005, № 4, с. 72.
2. Максюта Н.В. // Тез. докл. XXXV Международная конференция по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами – М.: Изд-во Моск. ун-та, 2005, с. 49.
3. Глинер Э.Б. // ЖЭТФ, 1965, вып. 2(8), с. 542.

АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЭФФЕКТА ПОПЕРЕЧНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ И НАГРЕВА КАНАЛИРОВАННЫХ ИОНОВ

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

В статье [1] дано простое объяснение сильного перераспределения потока ионов прошедших через тонкий монокристалл при изотропном распределении падающего потока, основанное на предположении Андерсена о влиянии перезарядки иона при его движении в канале [2].

В настоящей работе представления о связи эффекта охлаждения и нагрева с соотношением между средним зарядом каналированного иона и средним зарядом ионов, движущихся в “рэндом-направлении”, развитые в работе [1], использованы для создания модели, объясняющей поведение границы перехода на плоскости (Z_1 , V_{ion}) от режима нагрева в режим охлаждения (Z_1 - заряд ядра иона, V_{ion} - скорость иона). В том числе объяснено, почему при малых Z_1 такого перехода нет. На рисунке показаны экспериментальные данные и теоретическая модельная кривая.

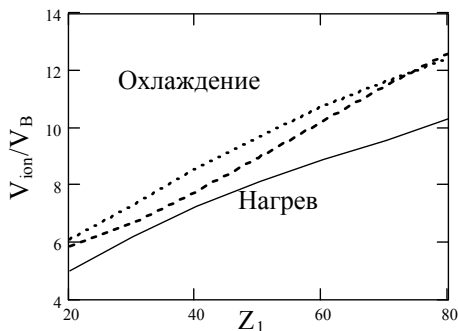


Рис.1 Области поперечного охлаждения и нагрева пучка и граница между ними: верхняя кривая – граница при плоскостном каналировании; нижняя кривая – граница при осевом каналировании; средняя – модельная кривая.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ НШ – 5365.2006.2 для ведущих научных школ

ЛИТЕРАТУРА

1. Гранкина Т.В., Похил Г.П., Чердынцев В.В. Модель эффекта поперечного охлаждения и нагрева каналированных ионов // Поверхность №4, с. 22-25, 2005
2. Andersen J.U., Gruner F., Ryabov V.A., Uguzzoni A. // NIM B 193, 2002, pp. 118-127

ОДНОЭЛЕКТРОННЫЕ ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ СОСТОЯНИЯ БЫСТРЫХ ИОНОВ В КРИСТАЛЛАХ

Мальшевский В.С.

Ростовский государственный университет, г. Ростов-на-Дону, Россия

Изучение динамики и кинетики зарядовых состояний ионов их при ориентированном движении в кристаллах требует знания вероятностей соответствующих процессов при взаимодействии с атомными цепочками и плоскостями. Строго говоря, использование хорошо разработанных методов для расчета подобных процессов в двухчастичных ионно-атомных соударениях не совсем адекватны постановке задачи в случае рассеяния ионов в кристалле. Электроны идеальной кристаллической решетки обобществлены и их одночастичные волновые функции подчинены периодическим граничным условиям, в то время как для решения двухчастичных задач ионно-атомных соударений с перераспределением электронов используются стандартные асимптотические граничные условия в виде сходящихся и расходящихся волн. Поэтому для анализа процессов перезарядки быстрых многозарядных ионов в кристаллических средах требуется применение иных методов. Одним из путей решения поставленной задачи может стать обобщение и модификация подхода, используемого для изучения локализованных состояний точечных дефектов в кристаллах. Отличие упомянутых выше задач от решаемых в физике конденсированного состояния состоит в том, что «точечный дефект» – это ускоренный ион, скорость движения которого намного больше средней скорости электронов среды. В работе получены общие уравнения для описания одноэлектронных состояний в поле движущегося в кристалле иона. Для ионов, потенциал которых меняется достаточно медленно по пространственным координатам, можно использовать приближение эффективной массы. Для другого предельного случая короткодействующих потенциалов найдены пороговые условия возникновения локализованных состояний, собственные значения и собственные функции таких состояний. Как и в случае покоящегося иона, отщепленные локализованные состояния появляются при выполнении порогового условия на значения параметров потенциальной ямы и скорости иона. Пороговое условие имеет простой физический смысл, а именно, локализованные состояния в поле движущегося иона не могут образоваться, если характерная скорость электронов, связанных в потенциальной яме иона, меньше скорости самого иона. Это условие совпадает с известным критерием Бора, согласно которому захват электронов на ионные орбиты, на которых скорость электрона меньше скорости иона, весьма мало вероятен.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДЕКАНАЛИРОВАНИЯ ПРОТОНОВ И АНТИПРОТОНОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЧЕРЕЗ КРИСТАЛЛ

Л. Л. Балашова
НИИЯФ МГУ, Москва

Впервые вопрос о каналировании антипротонов в ориентированных кристаллах был поставлен в 1990 г. в теоретической работе /1/ вскоре после первых наблюдений в ЦЕРН'е зарядовой асимметрии в атомных процессах взаимодействия протонов и антипротонов с веществом /2/. Первые экспериментальные результаты по каналированию антипротонов были получены в ЦЕРН'е в 1998 г., а более полные опубликованы в 2003 г. /3/.

Цель настоящей работы – подробный теоретический анализ конкретных экспериментальных результатов /3/ по обнаружению эффекта каналирования антипротонов низких энергий.

В настоящей работе внесены изменения в существенную часть программы “ASTRA”, относящуюся к учету деканалирования проходящих через кристалл частиц. Сравнение новых расчетов с экспериментальными результатами /3/ показывает необходимость такой модификации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Anderson L.H., Hvelplund P., Knudsen H. et al., //Phys. Rev. Lett., 1989, v. 62, p. 1731.
2. Balashova L.L., Grankina T.V., Kabachnik N.M., Pokhil G.P., //Nucl. Instr. and Meth. B, 1990, v. 48, p. 156.
3. Uggerhoj U.I., Bluhme H., Knudsen H. et al. // Nucl. Instr. and Meth. B. 2003, v. 207. p. 402.

Секция II

**ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ В ТВЁРДОМ
ТЕЛЕ**

КОГЕРЕНТНОЕ ПЕРЕХОДНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 6 МЭВ В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

Б.Н. Калинин, А.С. Костоусов, Г.А. Науменко, А.П. Потылицын, Г.А. Саруев, Л.Г. Сухих
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия.

На пучке Томского микротрона с энергией электронов 6,2 МэВ, током 30мА и длиной банча 7,3 мм были проведены исследования спектральных и угловых характеристик когерентного переходного излучения (КПИ) в миллиметровом диапазоне длин волн. Исследования характеристик КПИ проводились и ранее, например, в работах [1,2]. В отличие от этих работ мы измерили угловое распределение обратного КПИ и спектр излучения. Измерение углового распределения проводилось с использованием телескопа, состоящего из параболического зеркала и широкополосного детектора чувствительного в диапазоне длин волн 3 – 20 мм. Измерение спектрального распределения проводилось с использованием спектрометра на основе дифракционной решетки с наклонными стрипами с разрешением $\Delta \lambda / \lambda = 9\%$ на длине волны $\lambda = 12$ мм. Полученный спектр (смотри рисунок) близок к теоретической кривой эффективности спектрометра, что позволяет говорить о практически постоянной интенсивности переходного излучения в этом диапазоне и позволяет использовать этот спектр для нормировки спектральных измерений.

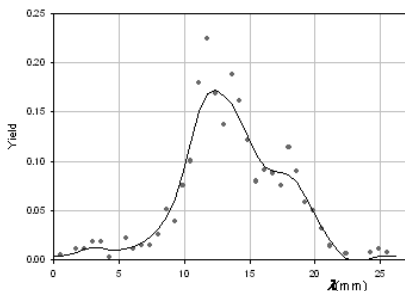


Рис. Спектр обратного когерентного переходного излучения

ЛИТЕРАТУРА

1. Серов А.В., Левонян С.В., Болотовский Б.М., // ЖЭТФ, 2001, т. 120, вып. 6 (12), стр. 1346-1350.
2. Narpek U., Sievers A.J., Blum E.B., // Phys. Rev. Letters, v. 67, #21, pp.2962 – 2965.

ЭФФЕКТ РОСТА ВЫХОДА ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ (ПРИ) В УСЛОВИЯХ СКОЛЬЗЯЩЕГО ПАДЕНИЯ ИЗЛУЧАЮЩИХ ЭЛЕКТРОНОВ НА ПОВЕРХНОСТЬ КРИСТАЛЛА

Н.Н. Насонов¹⁾, М. Пайструп²⁾, Х. Парк²⁾, А.А. Ракитянский¹⁾

¹⁾Белгородский государственный университет, лаборатория
радиационной физики, Белгород, Россия

²⁾ Adelphi Technology Inc., San Carlos, California, USA

Одним из наиболее существенных факторов, ограничивающих выход параметрического рентгеновского излучения, является фотопоглощение. Исследования настоящей работы показывают возможность значительного уменьшения негативного влияния указанного фактора в специальных условиях скользящего падения излучающих электронов на поверхность кристалла и резко несимметричной геометрии дифракции. Ранее аналогичный эффект был установлен при анализе рентгеновского черенковского излучения релятивистских электронов, вылетающих под скользящим углом из мишени. При этом было показано, что эффект возникает именно благодаря геометрии процесса излучения, резко увеличивающей длину пути электрона в веществе, на котором происходит генерация фотонов, способных покинуть мишень. Уникальное свойство ПРИ, заключающееся в большой величине угла излучения (угла вылета фотона относительно направления скорости излучающего электрона), позволяет реализовать оптимальные условия для проявления обсуждаемого эффекта. Проведенный анализ показал возможность увеличения выхода ПРИ на один-два порядка по сравнению со случаем нормального падения электронов на поверхность кристалла. При этом энергия электронов должна иметь величину порядка 100 МэВ. Установленный эффект позволяет весьма существенно повысить конкурентную способность источников рентгеновского излучения, основанных на ПРИ.

ЗАВИСИМОСТЬ РАДИАЦИОННОЙ ДЛИНЫ ОТ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ТЭВ-НЫХ ЭНЕРГИЯХ В ОРИЕНТИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Р.М. Кешев, М.Х. Хоконов, К.В. Эфендиев
Кабардино-Балкарский госуниверситет, г.Нальчик, Россия

Актуальность исследований радиационных процессов в ориентированных кристаллах (ОК) при энергиях электронов и гамма квантов, превышающих ~ 1 ТэВ, определяется вводом в строй в скором будущем ускорителя ЛНС.

Как известно, радиационная длина L_{AM} электронов высоких энергий в аморфном веществе не зависит от энергии пучка и определяется атомным номером мишени. При этом форма спектра тормозного излучения (ТИ) описывается некоторой универсальной кривой, задаваемой высокоэнергетическим пределом формулы Бёте-Гайтлера. Число фотонов, излучаемых в заданный интервал частот для ТИ, почти не зависит от энергии электронов E , атомного номера вещества и от толщины мишени, если последняя измеряется в единицах радиационной длины L_{AM} . Нами показано, что при энергиях электронов $E > 1$ ТэВ спектр излучаемых в ОК фотонов обладает такими же свойствами, а форма спектра определяется некоторой универсальной кривой, характеризуемой относительно простыми выражениями.

В ОК радиационная длина $L_{1/2}$ (определяемая как длина, на которой электрон теряет половину своей энергии) примерно на два порядка меньше, чем в аморфной среде. При энергиях до ~ 300 ГэВ величина $L_{1/2}$ сильно зависит от их энергии, уменьшаясь как $\sim E^{-1}$. Нами показано, что с дальнейшим ростом энергии характер зависимости радиационной длины от E в ОК меняется. Начиная с энергий ~ 1 ТэВ, величина $L_{1/2}$ медленно растёт как $\sim E^{1/3}$. Результаты численного моделирования в приближении постоянного поля с учётом многофотонного характера излучения [1] сравниваются с простой аналитической моделью, количественно объясняющей поведение величины $L_{1/2}$ при больших энергиях. Показано, что характерной длиной, на которой электрон, двигаясь в постоянном поле, теряет значительную долю своей энергии, является $L_0 = a_0 \gamma \chi^{-2/3}$, где $a_0 \approx 0.53 \text{ \AA}$ – радиус Бора, γ – Лоренц фактор, χ – инвариантный параметр поля [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. Хоконов М.Х. // ЖЭТФ. 2004. Т.126. С.799.

ЭФФЕКТ ДОПЛЕРА ПРИ ЭКСТРЕМАЛЬНОМ УСЛОВИИ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА И ПРЕДЕЛ ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ

М.В.Высоцкий, В.И.Высоцкий

Киевский национальный университет им. Т. Шевченко, Украина

Эффект Доплера для релятивистских систем при излучении и поглощении был обоснован 100 лет назад, но некоторые его характеристики до настоящего времени остались неисследованными. В частности, формальное применение формулы Доплера при критичном для этой формулы условии Вавилова-Черенкова $1 - \beta n(\omega) \cos \theta = 0$ соответствует бесконечным частотам излучения и поглощения. Такой результат явно некорректный и оставляет открытым вопрос о максимальном значении этих частот.

В работе рассмотрены особенности эффекта Доплера для быстро движущейся излучающей или поглощающей квантовой системы с уровнями энергии (в сопутствующей системе координат) ε_n и ε_m в области параметров, близких или равных экстремальному условию $\beta n(\omega) \cos \theta = 1$. Корректное использование законов сохранения энергии и импульса приводит при условии $1 - \beta n(\omega) \cos \theta = 0$ к конечным и равным частотам $\omega_{nm(0)}^{излуч} = \omega_{nm(0)}^{погл} = 2\gamma \sqrt{mc^2} |\varepsilon_n - \varepsilon_m| / \hbar$.

Найдено, что максимальная частота излучения и поглощения $\omega_{nm(max)}^{излуч} = \omega_{nm(max)}^{погл} = 2.5 \omega_{nm(0)}^{излуч, погл}$ соответствует разным и отличным от экстремального $1 - \beta n(\omega) \cos \theta = 0$ значениям параметра $(1 - \beta n \cos \theta)_{излуч, погл} = \pm \sqrt{2(\varepsilon_n - \varepsilon_m) \{ [n(\omega_{nm(max)}^{излуч, погл})]^2 - 1 \} / \gamma^2 mc^2}$.

Впервые показано, что аномальный эффект Доплера для поглощения может наблюдаться в области $1 - \beta n(\omega) \cos \theta > 0$, где согласно "стандартным" представлениям предполагалось существование только нормального эффекта Доплера.

Соответственно, нормальный эффект Доплера для излучения может наблюдаться в области $1 - \beta n(\omega) \cos \theta < 0$, где из "стандартных" представлений предполагалось существование только аномального эффекта Доплера.

Обнаружено, что зависимости частот излучения и поглощения от параметра $1 - \beta n(\omega) \cos \theta$ содержат по одному разрыву, по обе стороны которого частоты излучения и поглощения отличаются в $(1 + \sqrt{2})$ раз. Положение этих разрывов определяется значениями параметра $(1 - \beta n \cos \theta)_{излуч, погл} = \pm \sqrt{2(\varepsilon_n - \varepsilon_m)(n^2 - 1) / \gamma^2 mc^2}$, при которых происходит переход от нормального к аномальному эффекту Доплера и, наоборот, от аномального к нормальному.

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ОТ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ИЗОГНУТОМ КРИСТАЛЛЕ

А.С. Гоголев¹⁾, А. П. Потылицын¹⁾, А. М. Таратин²⁾

¹⁾Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

²⁾Объединённый институт ядерных исследований, г. Дубна, Россия

Предложен метод расчёта угловой плотности параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) в изогнутых кристаллах, основанный на кинематической модели ПРИ.

Проведено моделирование генерации ПРИ от протонов с энергией 70 ГэВ в изогнутом кристалле (110) кремния.

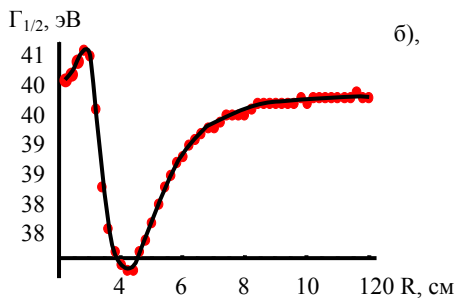
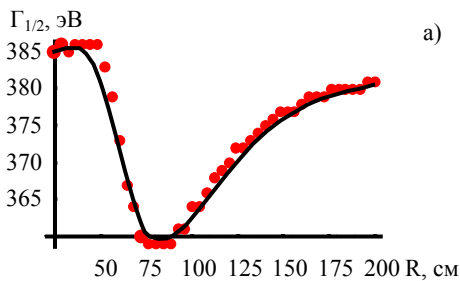


Рис. 1. Зависимость полуширины линии ПРИ от изгиба дефлектора, детектор расположен на расстоянии от кристалла h: а) 81,25 см; б) 40 см

на энергии 8 кэВ. Угловая плотность ПРИ $dN/dLd\Omega$ в фокусе составила $9 \text{ фотон/срад/мм/р}_d$, в случае каналированных частиц. Для частиц, прошедших кристалл без отклонения, также наблюдается фокусировка, но обусловленная не изменением угла наблюдения, как в случае с каналированной фракцией пучка, а изменением угла Брэгга, и угловая плотность ПРИ в фокусе составила $5 \text{ фотон/срад/мм/р}_u$.

Результаты моделирования процесса генерации ПРИ в изогнутых кристаллических дефлекторах показали, что: 1) возможна фокусировка ПРИ от изогнутых кристаллов; 2) ширина линии ПРИ зависит от изгиба дефлектора (см. рис. 1).

Рассчитывались спектры излучения, генерированного протонами на плоскостях семейства (100), расположенных под 45° к отклоняющимся (110) плоскостям кристалла. Фотоны ПРИ собираются в оптическом фокусе изогнутой поверхности кристалла. Для рентгеновского детектора, помещенного в фокусе, отвечающем заданной кривизне кристалла, ширина спектральной линии ПРИ минимальна. При кривизне кристалла, отличной от заданной, ширина линии ПРИ увеличивается (см. рис. 1). Свёртка линии ПРИ, средняя энергия которой в такой геометрии составила 6,5 кэВ, проводилась с аппаратурной линией полупроводникового детектора БДЕР-КИ-11К, разрешение которого 300 эВ

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ УЛЬТРАВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ В ОРИЕНТИРОВАННЫХ КРИСТАЛЛАХ: МЕТОДЫ РАСЧЕТОВ: ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

В.П. Лапко, Н.Ф. Шульга, А.С. Есаулов
Институт теоретической физики им. А.И. Ахиезера ННЦ ХФТИ
г. Харьков, Украина

Приведены характеристики излучения релятивистских электронов в ориентированных кристаллах с учетом недипольности и отдачи при излучении. Для вычисления спектральных и спектрально-угловых распределений излучения предложен быстрый и точный алгоритм, основанный на квазиклассическом приближении квантовой электродинамики. Численные вычисления сравниваются с приближением траектории вида угла и приближением постоянного поля. Спектральные распределения, полученные численно, находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными [1], полученными в ЦЕРНе для электронов с энергией от 35 до 243 ГэВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. K.Kirsebom et al. //Phys. Rev. Lett., v. 87, 054801, 2001.

ВЛИЯНИЕ ДИФРАКЦИИ РЕАЛЬНЫХ ФОТОНОВ НА НАБЛЮДАЕМЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В СОВЕРШЕННЫХ КРИСТАЛЛАХ

Д.А. Бакланов, А.Н. Балдин, И.Е. Внуков,
И.Н. Сухарев, Н.Ю. Фоменко, Р.А. Шатохин

Лаборатория радиационной физики,
Белгородский государственный университет, Белгород, Россия

Предложена и реализована простая модель для расчёта спектрально-поляризационных характеристик дифрагированных фотонов из кристаллов произвольной толщины. Показано, что для угла ориентации плоскости кристалла $\Theta \sim \Theta_d/2$, где Θ и Θ_d углы ориентации плоскости кристалла и расположения детектора относительно направления электронного пучка, вклады дифрагированного тормозного излучения (ДТИ) и параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) в кристаллах большой толщины сопоставимы. Вклад ДТИ является значимым только для $\Theta \approx \Theta_d/2$, то есть там, где зависимости энергий фотонов ПРИ и ДТИ от угла ориентации кристалла практически идентичны. Поэтому при использовании детекторов с $\Delta\omega > 200$ эВ измеренная зависимость энергии пика в спектре излучения от угла ориентации кристалла будет всегда совпадать с предсказаниями теории ПРИ, что и наблюдалось в [1,2]. Обсуждается влияние вклада дифрагированных фотонов тормозного и переходного излучений в поляризационные характеристики излучения. Проводится сравнение полученных результатов с данными экспериментов по измерению поляризации параметрического рентгеновского излучения [3,4].

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 05-02-17648), программы "Развитие научного потенциала высшей школы", подпрограмма 3, раздел 3.1 и программы внутренних грантов БелГУ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shchagin A.V., Khizhnyak N.A. //NIM B 119, 1996, p. 115
2. Sones B., Danon Y., Block R.C. //NIM B 227, 2005, p. 22
3. Адищев Ю.Н. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1988, т. 48, вып. 6, с. 311
4. Pugachov D. et al. //NIM. B. 2003, v. 201, p. 55.

АНАЛИТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ПРОБЛЕМЫ ТРЕХВОЛНОВОЙ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛЕ

О.А.Подсвилов

Государственный политехнический университет, Санкт-Петербург, Россия

Аналитические решения задач динамической дифракции электронов для толстых кристаллов в трёхволновом приближении были получены лишь для немногочисленных частных случаев при высокосимметричных ориентациях пучка и кристалла /1/. Позднее были построены алгоритмы численного решения многоволновых задач динамической дифракции электронов /1/, однако для физиков всегда предпочтительнее иметь дело с аналитическими решениями, которые легко анализировать и которые позволяют оценить поведение искомых решений от интересующих параметров. Известно также, что обычно используемое аналитическое решение двухволновой задачи дифракции менее корректно, чем трёх- и более волновые, как с математической, так и с физической сторон. Целью настоящей работы является попытка получить аналитическое решение проблемы динамической трёхволновой дифракции электронов ряда энергий на центросимметричном кристалле с использованием систематических отражений $\pm g$.

Хорошо известно, что решение уравнения Шредингера для электронной волны в кристалле сводится к решению алгебраической системы однородных уравнений с целью нахождения собственных значений (волновых векторов) и функций (амплитуд вероятности). Решение задачи на собственные значения сводится к решению в общем виде алгебраического уравнения третьей степени. Такое решение было проведено и показало наличие трёх вещественных корней. Каждому найденному волновому вектору соответствует своя блоховская волна, являющаяся суммой трех волн – прямой и двух дифрагированных. На следующем этапе были найдены амплитуды блоховских волн, каждая из которых есть суперпозиция падающей и двух дифрагированных. Для оценок и проверки решения были аналитически проанализированы два важных случая: 1)случай падения пучка на кристалл около нормали и 2)случай вблизи брэгговского отражения. В первом случае два собственных значения оказались близкими по величине и в симметричной ориентации совпали, что свидетельствует о вырождении. Этот результат совпадает с расчетом симметричного трёхволнового случая динамической теории /1/, и приводит к в два раза большему падению интенсивности для проходящего пучка, чем двухволновое решение. Во втором случае результаты отличаются от двухволнового решения /1/, появляется асимметрия вокруг брэгговского угла как для волновых векторов, так и для блоховских амплитуд, что обусловлено влиянием слабозвуждённой третьей волны. Её присутствие приводит к уменьшению экстинкционной длины примерно на 5% для всего ряда энергий пучка. Таким образом, аналитическое решение трёхволновой задачи показало важность вклада слабых отражений в поведение анализируемых сильных отражений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хирш П., Хови А., Николсон Р., Пэшли Д., Уэлан М. Электронная микроскопия тонких кристаллов. – М.: Мир, 1968, с. 575.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОВ ДИАГНОСТИКИ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ КРИСТАЛЛОВ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

О.Ф. Панченко, Л.К. Панченко

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина

НАН Украины, г. Донецк, Украина

Задачи диагностики перспективных материалов и в том числе квантово-размерных структур, обладающих активными областями с размерами порядка несколько десятков атомов, требуют определения параметров исследуемых объектов с как минимум нанометровым разрешением. Здесь практически важным и перспективным направлением является дальнейшее развитие широкого класса методов, основанных как на использовании низкоэнергетических (≤ 1 кэВ) электронов с весьма малыми длинами свободного пробега (≤ 10 Å) в образце в качестве зондирующего возбуждения, так и на регистрации электронов в качестве основного сигнала. Наиболее известными из этих методов являются рентгено-спектральный микроанализ, Оже-электронная спектроскопия, рентгеновская фотоэлектронная спектроскопия, спектрометрия электронной эмиссии, возбуждаемой рентгеновским излучением. Применение этих методик позволяет определять химический состав, размеры неоднородностей (толщины слоев), атомную структуру, электронное строение и прочие характеристики образца с субатомным разрешением. С другой стороны такой метод, как низкоэнергетическая электронная спектроскопия (НЭС) в настоящее время переходит на стадию расширенных применений, которые базируются на свойствах электронов как заряженных частиц. Поскольку медленные электроны имеют более широкий спектр взаимодействий по сравнению, например, с рентгеновским и оптическим излучением, то НЭС позволяет получать ранее недоступные знания об элементарных возбуждениях и электронных состояниях в приповерхностной области кристаллов. Она же может использоваться и как метод неразрушающего контроля чистоты поверхности материалов. Для количественного определения искомых параметров, т.е. для моделирования основных эффектов, требуется информация о функции распределения электронов. Она, в частности, может быть получена из кинетического (транспортного) уравнения на основе той или иной модели для вероятностей электронного рассеяния. В данной работе функции распределения сильно неравновесных электронов и дырок рассчитаны для ряда реальных кристаллов в рамках статистической модели электрон-электронного рассеяния путем решения системы кинетических уравнений, описывающих каскадный процесс неупругого рассеяния медленных электронов.

РЕНТГЕНОВСКОЕ ДИФРАКЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ С УЧЕТОМ ПОГЛОЩЕНИЯ

А. А. Тищенко¹⁾, А. П. Потылицын²⁾, М. Н. Стриханов¹⁾

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

²⁾Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Дифракционное излучение в ультрафиолетовом и рентгеновском диапазонах частот было исследовано ранее /1/. Однако поглощение излучения в веществе мишени в /1/ не учитывалось, поэтому полученные там результаты не годятся для описания, например, свойств дифракционного излучения вблизи характеристических рентгеновских частот.

В настоящей работе рассмотрено рентгеновское дифракционное излучение при учете мнимой части диэлектрической проницаемости. Получены спектрально-угловые характеристики излучения. Показано, что в области аномальной дисперсии существует рентгеновское черенковское излучение. Проведено сравнение спектрально-угловых характеристик со случаем рентгеновского черенковского излучения на фоне рентгеновского переходного /2/. Показано, что пик рентгеновского черенковского излучения дальше отстоит от дифракционного, чем от переходного излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Tishchenko A.A., Potylitsyn A.P., Strikhanov M.N. // Ph. Rev. E, 2004, v.70, p.066501
2. Базылев В.А., Жеваго Н.К. Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях. – М.: Наука, 1987.

ОСОБЕННОСТИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ МНОГОЗАРЯДНЫХ КЛАСТЕРОВ

В.К. Гришин
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Анализируются особенности рентгеновского тормозного излучения, возникающие при взаимодействии многозарядных кластеров. Подобные образования (нейтральные или ионизированные атомы, струи вторичных частиц в ядерных реакциях, фуллерены и другие нанобъекты и т.п.) в настоящее время активно исследуются в ускорительных и плазменных экспериментах или при наблюдении космического излучения. Рассматривается традиционная схема взаимодействия, в которой быстрый кластер сталкивается с другим покоящимся многозарядным объектом, представляющим тормозную мишень. В тормозных процессах возникающего излучения (далее рассматриваются традиционное тормозное излучение (ТИ) на тяжелых частицах (ядрах) и поляризованное тормозное излучение (ПТИ) на электронах кластера-мишени) участвуют как электроны, так и ядра многозарядных сталкивающихся кластеров. В ТИ роль ядер быстрого кластера ничтожна, так что свойства ТИ определяются его электронами и параметрами кластера-мишени. При этом, если среднее расстояние между последними порядка внутриатомных, в интенсивности ТИ будет наблюдаться когерентный всплеск в рентгеновском диапазоне длин волн. Эффект многократно усиливается, если кластер-мишень содержит более одного ядра, и расстояние между ними также сравнимо с длиной волны излучения. Иная ситуация складывается при генерации ПТИ, которое может рассматриваться как рассеяние электромагнитных полей всех зарядов быстрых многозарядных частиц на электронах кластера-мишени, которые в рентгеновском диапазоне действуют когерентно, а ролью тяжелых частиц в мишени можно пренебречь. В силу противоположности знаков зарядов быстрых электронов и ядра, ПТИ в низкочастотной области может существенно подавляться и проявляться лишь в высокочастотном диапазоне. Суммарный рентгеновский поток и относительные вклады ТИ и ПТИ сильно зависят от угла излучения. Для достаточно быстрых заряженных многозарядных частиц ТИ преобладает для малых углов, в то время как ПТИ становится заметным для больших углов наблюдения, включая заднюю полусферу. Конкретные оценки ТИ и ПТИ выполняются для двух примеров кластера-мишени: легких атомов и фуллерена. Обсуждается возможность использования отмеченных когерентных эффектов для структурной диагностики.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 05-02-17648)

ВКЛАД ВТОРОГО БОРНОВСКОГО ПРИБЛИЖЕНИЯ В СЕЧЕНИЕ КОГЕРЕНТНОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ И ПОЗИТРОНОВ В КРИСТАЛЛАХ

Н.Ф.Шульга¹⁾, В.В.Сыщенко²⁾

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

²⁾Белгородский государственный университет, г. Белгород, Россия

Известно, что учет вклада второго борновского приближения квантовомеханической теории возмущений приводит к появлению зависимости сечений процессов взаимодействия частиц с внешним полем (таких, как упругое рассеяние и тормозное излучение) от знака заряда частицы. В случае взаимодействия частиц с отдельным атомом относительный вклад второй борновской поправки в сечение процесса достаточно мал (порядка $Ze^2/\hbar c$, где Z – заряд ядра атома). Однако, этот вклад может значительно возрасти за счет когерентных эффектов при прохождении частицы через ориентированный кристалл.

В предлагаемом докладе получены общие формулы для сечения и поляризации тормозного излучения электронов и позитронов высокой энергии в электростатическом поле произвольной конфигурации. Полученные результаты применены к рассмотрению процесса когерентного тормозного излучения в кристалле. Показано, что в области значений параметров, для которой справедлива борновская теория возмущений, различие в сечениях когерентного излучения электронов и позитронов может достигать значительной величины, порядка 10-15% (см. рис. 1).

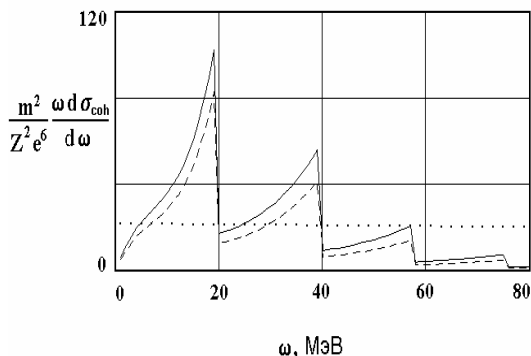


Рис. 1. Сечение когерентного излучения позитронов (сплошная линия) и электронов (штриховая линия) с энергией 1 Гэв, падающих под углом $\theta = 4 \cdot 10^{-4}$ рад. к плоскости $\langle 011 \rangle$ кристалла кремния. Пунктирная линия соответствует сечению Бете-Гайтлера

Работа частично поддержана РФФИ (проект 05-02-16512) и внутриуниверситетским грантом БелГУ (проект ВКГ 037-06).

ОБ ЭЙКОНАЛЬНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ В ТЕОРИИ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Н.Ф.Шульга¹⁾, В.В.Сыщенко²⁾

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

²⁾Белгородский государственный университет, г. Белгород, Россия

В теории переходного излучения (ПИ) точное решение допускают только задачи с простейшей геометрией, такие, как задача о ПИ при падении частицы на плоскопараллельную диэлектрическую пластинку. Поэтому большое значение в теории ПИ играют различные приближенные методы. Одним из таких методов является эйкональное приближение, использование которого приводит к результатам, справедливым в достаточно широкой области частот излученных волн. Однако, вариант эйконального приближения, основанный на построении функции Грина уравнения для электрического поля с током частицы [1] приводит к значительным трудностям вычислительного характера, а метод, предложенный в [2], существенным образом использует одномерный характер задачи и потому неприменим для исследования ПИ на диэлектрических мишенях сложной геометрии.

В настоящем докладе предлагается вариант эйконального приближения, основанный на методе эквивалентных фотонов, пригодный для мишеней произвольной пространственной конфигурации и для мишеней с размытыми границами. Полученные на его основе общие формулы использованы для расчета спектрально-угловой плотности переходного излучения на нитевидных мишенях. Результаты сравниваются с формулами, полученными с использованием борновского приближения в теории ПИ [3].

Работа частично поддержана РФФИ (проект 05-02-16512) и внутриуниверситетским грантом БелГУ (проект ВКГ 037-06).

ЛИТЕРАТУРА

1. Алиханян А. И., Чечин В.А. Применение эйконального приближения в теории рентгеновского переходного излучения. // Ионизационные эффекты и переходное излучение релятивистских заряженных частиц (Труды ФИАН; Т. 140). – М.: Наука. 1982, сс. 146-158.
2. Тер-Микаелян М. Л. Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. –Ереван: Изд. АН АрмССР., 1969, с. 457
3. Shul'ga N.F., Syshchenko V.V. Transition radiation of high energy particles on fiber-like targets. // Phys. Lett. 2003, v. A 313, p. 307.

АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ПЛОТНОСТИ В ПОЛЯРИЗАЦИОННОМ ТОРМОЗНОМ ИЗЛУЧЕНИИ (ПТИ) РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПОЛИКРИСТАЛЛЕ

Н.А. Гостищев, П.Н. Жукова, Н.Н. Насонов

Белгородский государственный университет, лаборатория радиацион-
ной физики, г. Белгород, Россия

Влияние эффекта плотности на спектрально-угловые характеристики поляризационного тормозного излучения релятивистских электронов, движущихся в конденсированной аморфной среде, является незначительным в отличие от такого влияния на тормозное излучение. Хорошо известно, однако, что большинство конденсированных твердых тел являются в естественном состоянии поликристаллами, поэтому представляет интерес выяснить влияние частичной упорядоченности поликристалла на характер проявления эффекта плотности. Характеристики тормозного излучения мало изменяются при переходе от аморфной к поликристаллической мишени. С другой стороны, свойства ПТИ меняются радикально при обсуждаемом переходе, что обусловлено большой величиной эффективного прицельного параметра столкновения быстрой частицы с атомом, существенного для возбуждения ПТИ. Эта величина оказывается порядка атомного размера, поэтому ПТИ в конденсированной среде существенно зависит от межуатомных корреляций. Возникающая в случае поликристаллической среды когерентная составляющая ПТИ формируется в большом объеме мишени, поэтому экранирование дальних по отношению к движущейся быстрой частице участков мишени за счет эффекта плотности должно приводить к весьма существенному подавлению когерентного выхода ПТИ. Проведенный анализ показал, что в случае поликристаллической мишени эффект плотности уменьшает выход ПТИ в несколько раз (для сравнения отметим, что в аморфной среде величина аналогичного эффекта порядка 10%). Обсуждаемый эффект резко зависит от угла наблюдения излучения, что необходимо учитывать при интерпретации экспериментальных данных.

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (ПРИ)
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ, ДВИЖУЩИХСЯ В
КРИСТАЛЛЕ ПОД МАЛЫМ УГЛОМ К ОТРАЖАЮЩЕЙ
ПЛОСКОСТИ

В.А. Лихачев, Н.Н. Насонов, В.А. Насонова

Белгородский государственный университет, лаборатория
радиационной физики, г. Белгород, Россия

Обычно ПРИ релятивистских электронов в кристалле рассматривается в условиях, близких к брэгговскому резонансу между первичным псевдофотоном кулоновского поля излучающего электрона и вторичным свободным фотоном ПРИ. Такой подход вполне оправдан, поскольку при отклонении системы от резонанса приводит к резкому падению выхода излучения. Более внимательный анализ показывает, что в случае движения излучающей частицы под малым углом к отражающей кристаллографической плоскости выход ПРИ остается существенным и при значительном отклонении угла наблюдения излучения от направления, соответствующего брэгговскому резонансу. В рассматриваемых условиях рефлекс ПРИ сдвигается с ростом отклонения угла наблюдения в сторону меньших энергий фотонов с одновременным весьма существенным уменьшением спектральной ширины рефлекса. В работе проводится детальное исследование обсуждаемого эффекта, представляющего большой интерес с точки зрения создания источника квазимонохроматического рентгеновского излучения на основе ПРИ релятивистских электронов в кристалле.

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СПЕКТРАЛЬНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПЕРЕХОДНОЙ ОБЛАСТИ ОСЬ-ПЛОСКОСТЬ

Е.В. Кулясов, Н.В. Сафин, Д.А. Моргун, В.П. Кощеев

Сургутский государственный университет, 628412, г. Сургут, Россия

С помощью метода численного моделирования рассчитана спектральная интенсивность излучения релятивистских электронов в (100) плоскостном канале кристалла алмаза (рис. 1). Спектральная интенсивность излучения вычисляется согласно формуле:

$$\frac{dI}{d\hbar\omega} = \frac{1}{N_0} \sum_1^{N_0} \frac{w \cdot e^2}{2 \cdot \pi \cdot \hbar \cdot c^3 \cdot L} \int_{\frac{w}{2\gamma^2}}^{\frac{E_0}{2\gamma^2\hbar}} \frac{dw'}{(w')^2} \left(1 - \frac{w}{\gamma^2 \cdot w'} + \frac{w^2}{2\gamma^4 \cdot (w')^2}\right) \cdot |\ddot{x}(w')|^2, \quad (1)$$

где e - заряд электрона; \hbar - постоянная Планка; c - скорость света; $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ - лоренц-фактор; E_0 - начальная энергия электронов; N_0 - число падающих на кристалл электронов; $L = c \cdot T$ - толщина кристалла; $\ddot{x}(w')$ - компонента Фурье поперечного ускорения электронов

$$\ddot{x}(w') = \int_0^T \ddot{x}(t) \cdot e^{-i w' t} dt. \quad (2)$$

Траектории релятивистских электронов рассчитывались с учетом многократного рассеивания с помощью программы PST (the Phase Space of Transversal coordinates and velocities) /1/. Число падающих электронов принято равным 15. Расходимость пучка электронов была порядка критического угла каналирования.

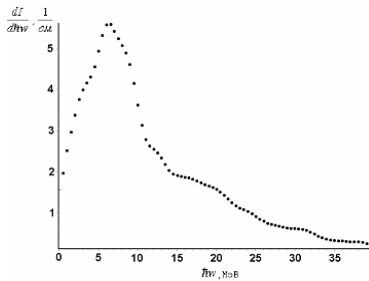


Рис. 1. Спектральная интенсивность излучения электронов с энергией 900 МэВ в (100) плоскостном канале кристалла алмаза толщиной 3 мкм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сафин Н.В., Кощеев В.П., Моргун Д.А. //Материалы XVII Международной конференции Взаимодействие ионов с поверхностью (ВИП-2005). – М.: Изд-во. МАИ, 2005, том 1, стр. 301-304.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ СТАНЦИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ
СВОЙСТВ ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА-ЧЕРЕНКОВА В
РЕНТГЕНОВСКОМ ДИАПАЗОНЕ НА МИКРОТРОНЕ С ЭНЕРГИЕЙ 6
МЭВ

А.Н. Алейник, С.И. Арышев, А.В. Вуколов, В.Н. Забаев,
С.И. Кузнецов¹⁾, А.П. Потылицын¹⁾, С.В. Разин²⁾, Н.А. Тимченко²⁾

¹⁾ТПУ, Томск, Россия

²⁾ФГНУ «НИИ ЯФ», Томск, Россия

Расчет эффекта черенковского излучения электронов в рентгеновском диапазоне вблизи краёв фотопоглощения и первые экспериментальные результаты, полученные на пучке электронов с энергией 1,2 ГэВ/1/, а также экспериментальные результаты, полученные на линейном ускорителе электронов с энергией 5 и 10 МэВ/2/, продемонстрировали возможность создания источника квазимонохроматических квантов с рекордной интенсивностью до 0,001 фотон/электрон в области мягкого рентгена $E_\gamma \sim 100$ эВ при $\Delta E \sim 1$ эВ. В настоящем проекте предполагается теоретически и экспериментально исследовать возможность существенного расширения диапазона черенковской генерации фотонов как в область вакуумного ультрафиолета (десятки эВ), так и в область жесткого рентгеновского излучения с энергиями фотонов до нескольких кэВ. Для этого на микротроне ФГНУ «НИИ ЯФ» создана экспериментальная станция, где планируется проведение исследований спектральных и угловых распределений рентгеновского излучения, генерируемого релятивистскими электронами в тонких пленках, кристаллах и многослойных микро- и наноструктурах. В состав станции входят системы для транспортировки и фокусировки электронного пучка на поверхность мишени, гониометр для поворота мишени относительно электронного пучка и модернизированный рентгеновский спектрометр – монохроматор «РСМ – 500» с оригинальной входной конденсорной системой и автоматизированными системами сканирования и регистрации. На данной станции будут реализованы возможности измерения спектров излучения в области 25 – 2000 эВ с разрешением $\Delta E/E = 10^{-4}$ и угловых распределений в области углов 4-20°. Измерения будут проводиться в вакууме 10^{-5} Па.

Для повышения эффективности преобразования энергии электронного пучка в излучение планируется устройство магнитной системы рециркуляции пучка.

ЛИТЕРАТУРА

1. Базылев В.А., Глебов В.И., Денисов Э.И. и др. //Письма в ЖЭТФ. 1981. Т.34, № 3, с.103.
2. Knulst W., Luiten O.J., van der Wiel at al. //Applied Physics Letters. 2001. V.79. P.2999.

МЕТОД ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ДАРБУ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЛНОВЫХ ФУНКЦИЙ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ В КРИСТАЛЛЕ

Е. О. Поздеева

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

Метод преобразования Дарбу применен для построения точно решаемых периодических скалярных потенциалов одномерного уравнения. Суть метода преобразования Дарбу заключается в том, что с помощью известных решений уравнения Дирака с определенным потенциалом строится новый потенциал уравнения Дирака, вид точных решений к которому заранее известен. В данной работе метод преобразования Дарбу применен для построения волновых функций одномерного уравнения Дирака /1/ с потенциалом Пешля-Теллера /2/.

После этого, мы налагаем периодическое условие на потенциал и квазипериодическое на волновую функцию/3/. Из квазипериодического условия получены разрешенные и запрещенные зоны энергий каналируемых релятивистских частиц в кристалле.

Выполнено сравнение с ранними работами, основанными на использовании уравнения типа Шредингера для описания волновых функций и энергий спектра каналируемых частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бьеркен Дж. Д. Дрелл С.Д. Релятивистская квантовая теория. – М.: Наука, 1978, с. 296.
2. Флюгге З. Задачи по квантовой механике, том I. – М.: Мир, 1974, с. 341
3. Bagrov V. G., Pecheritsin A. A., Pozdeeva E. O., Samsonov B. //Communications in Nonlinear Science and Numerical Simulation, 2004, № 9, pp. 13–23.

ЗАВИСИМОСТЬ СПЕКТРА СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ ПОПЕРЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ КАНАЛИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОНА ОТ НАПРАВЛЕНИЯ СПИНА

А. А. Бабаев

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия.

Рассмотрено движение релятивистского электрона в кристалле в режиме каналирования. Учитывался спин электрона с целью определения характера влияния спина на энергетический спектр связанных состояний, возникающий при таком движении.

Решено уравнение Дирака для электрона в электрическом поле кристаллографической плоскости и оси $/1/$. В качестве непрерывного потенциала были рассмотрены параболический потенциал (для плоскостного и аксиального каналирования) и потенциал Пешля-Теллера (только для плоскостного каналирования) $/2/$.

В случае плоскостного каналирования получен следующий результат: учет спина частицы приводит к сдвигу уровней, причем этот сдвиг не зависит от значения проекции спина на направление поля кристаллографической плоскости.

В случае аксиального каналирования спиновый момент частицы складывается с ее механическим моментом относительно кристаллографической оси, и проекция полного момента на кристаллографическую ось сохраняется $/1/$, $/3/$. Энергия частицы зависит от значения j_z проекции полного момента на кристаллографическую ось.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2001, с. 720
2. Lasukov V. V., Pivovarov Yu. L., Kostareva O. G. // Physica (b) 1982, 109, pp. 761-772.
3. Olsen Haakon A. and Kunashenko Yuri. // Phys. Rev. A, jul 1997, vol 56, num 1, pp. 527-537.

ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ НА ИЗЛУЧЕНИЕ СМИТА-ПАРСЕЛЛА ОТ РЕШЕТОК РАЗЛИЧНОГО ТИПА

Д.В. Карловец, А.П. Потялицын
Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

В последнее время значительно возрос интерес к дифракционному излучению электронов, пролетающих вблизи периодической проводящей структуры, - излучению Смита-Парселла (ИСП). Это связано с потенциальной возможностью использования данного вида излучения для создания нового типа лазеров на свободных электронах (ЛСЭ), а также для невозмущающей диагностики пучков ускорителей, например, оценки длины электронного банча по когерентному ИСП /1/. Было показано, что характеристики ЛСЭ на основе ИСП зависят от типа используемой решетки, однако, прямого сравнения расчетного выхода ИСП для идентичных параметров до сих пор не проводилось.

В данной работе проведено сравнение выхода ИСП от решеток различного типа с использованием трех моделей данного излучения: Ван ден Берга, поверхностных токов и резонансного дифракционного излучения. Кроме того, с использованием двух последних моделей проведен расчет потерь энергии релятивистской частицы на излучение.

Было получено, что различие в предсказываемой интенсивности ИСП по разным моделям достигает четырех порядков, однако, наблюдается удовлетворительное согласие угловых распределений. В умеренно релятивистском случае соотношение интенсивностей ИСП от различных решеток по модели поверхностных токов ближе к полученному в эксперименте /2/. Показано, что теряемая на излучение энергия пренебрежимо мала по сравнению с полной энергией частицы. Получена зависимость радиационных потерь от Лоренц-фактора частицы для «объемных» и «плоских» решеток: $\sim \gamma^{1/2}$. Последнее не согласуется с данными работы /3/, в которой была получена зависимость $\sim \gamma^{3/2}$.

В ряде случаев «плоская» решетка обеспечивает максимальных выход ИСП, однако, для окончательного выбора решетки с максимальной эффективностью необходима детальная экспериментальная проверка результатов моделирования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Aryshev A., Kalinin B. et al. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. 2005, V. B 227, P. 175 - 179.
2. Kalinin B.N., Karlovets D.V. et al. // Nucl. Instr. and Meth. Phys. Res. B 2006 (to be published).
3. Trotz S., Brownell J.H. et al. // Phys. Rev. E 2000, v. 61, № 6, p. 7060

РАССЕЯНИЕ И КОГЕРЕНТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ
СТОЛКНОВЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЭЛЕКТРОНА С
КРИСТАЛЛОМ И С ДЛИННЫМ БАНЧЕМ РЕЛЯТИВИСТСКИХ
ЧАСТИЦ

Н. Ф. Шульга, Д. Н. Тютюнник
Институт теоретической физики им. А. И. Ахиезера ННЦ ХФТИ,
г. Харьков, Украина

В настоящей работе мы обращаем внимание на аналогию между процессами рассеяния и излучения при столкновении релятивистских электронов с цепочкой атомов кристалла и с длинным банчем релятивистских частиц. Рассмотрение проведено в случае, когда частицы падают под малым углом к оси цепочки атомов и оси банча частиц. Показано, что в обоих случаях имеет место когерентный эффект в излучении в области достаточно малых частот. Различие между процессами излучения в этих случаях заключается в том, что потенциал цепочки атомов в поперечном направлении является короткодействующим, тогда как в случае длинного банча частиц этот потенциал является дальнедействующим. Это приводит к тому, что поперечные расстояния, ответственные за процесс излучения электронов в поле банча частиц могут иметь макроскопические размеры, растущие пропорционально кубу энергии частиц.

ТРАНСМУТАЦИОННОЕ ЛЕГИРОВАНИЕ ДЕТЕКТОРНОГО КРЕМНИЯ ПУЧКАМИ КТИ

Г.Л. Бочек, В.И. Кулибаба, Н.И. Маслов, В.Д. Овчинник,
С.М. Потин

Институт физики высоких энергий и ядерной физики ННЦ ХФТИ,
г. Харьков, Украина

В работе [1] исследовано фотоядерное трансмутационное легирование высокоомного детекторного кремния при облучении тормозным излучением электронов с энергией 30 МэВ. В данной работе приведены результаты исследования эффективности легирования кремния пучком когерентного тормозного излучения (КТИ) электронов. Пучки КТИ генерировались в толстых кремниевом и вольфрамовом кристаллических конверторах. Исследования проводились на линейном ускорителе электронов ЛУЭ 2 ГэВ ХФТИ.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. G.L. Bochek, V.I. Kulibaba, N.I. Maslov, V.D. Ovchinnik, S.M. Potin, P.M. Ryabka. Photonuclear transmutation doping of the n-type detector silicon. // Problems of Atomic Science and Technology. Ser.:NPI, Kharkov, NSC "KhIPT", 2, 2002, p.p. 52-54.

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ НЕРЕЛЯТИВИСТСКИХ ПРОТОНОВ. ПРЕДЛОЖЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

А.Н. Балдин¹⁾, И.Е. Внуков¹⁾, А.С. Кубанкин¹⁾, В.С.
Куликаускас²⁾, Н.Н. Насонов¹⁾, В.П. Петухов²⁾, Г.П. Похил²⁾, К.И.
Платонов¹⁾, И.Н. Сухарев¹⁾, Р.А. Шатохин¹⁾

¹⁾Белгородский государственный университет, лаборатория радиацион-
ной физики, г. Белгород, Россия

²⁾НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Все уверенные измерения параметрического рентгеновского излучения (ПРИ), выполненные до настоящего времени, проведены для релятивистских частиц. Для медленных (нерелятивистских) частиц теория предсказывает отличие характеристик ПРИ от уже известных для быстрых частиц. В частности, появляется зависимость от энергии частиц, а угловое распределение становится близким к изотропному. Для электронов ПРИ и когерентное тормозное излучение (КТИ) практически не разделяются [1,2], а спектр существенно искажен из-за многократного рассеяния частиц в кристалле. Для тяжёлых частиц КТИ отсутствует, а влияние рассеяния на характеристики излучения пренебрежимо мало. Наиболее важным с точки зрения практических приложений свойством ПРИ тяжёлых нерелятивистских частиц может являться узкая ширина спектральной линии, обусловленная малостью угла многократного рассеяния, сильным поглощением фотонов в веществе мишени и слабой зависимостью энергии фотонов ПРИ от угла наблюдения. Для энергии фотонов $\omega \sim 200-300$ эВ ширина спектральной линии должна быть меньше 0.1 эВ. Оценки показывают, что выход ПРИ протонов с $E \sim 2$ МэВ ($\sim 10^8$ квантов на частицу с учётом поглощения в веществе мишени) вполне достаточен для регистрации этого излучения.

Эксперимент запланирован на ЭСГ НИИЯФ МГУ с энергией частиц до 2.5 МэВ. В качестве мишени используется монокристалл кремния. Для регистрации излучения используется кристалл-дифракционный спектрометр на основе рентгеновского зеркала и прокачиваемого аргоном пропорционального счетчика с энергетическим разрешением $\Delta\omega \sim 10-15$ эВ.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 05-02-17648), программы "Университеты России" (грант УР.02.01.485), программы "Развитие научного потенциала высшей школы", подпрограмма 3, раздел 3.1 и программы внутренних грантов БелГУ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коробочко Ю.С., Космач В.Ф., Минеев В.И. // ЖЭТФ, 1965, т. 48, вып. 5, с. 1248.
2. Feranchuk I. D. et al. //Phys. Rev. E 2001, v.62, № 3, p. 4225

ПОИСК И ИССЛЕДОВАНИЕ ДИФРАГИРОВАННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ НА МИКРОТРОНЕ НИИ ЯФ МГУ. СТАТУС ЭКСПЕРИМЕНТА

А.Н. Балдин¹⁾, И.Е. Внуков¹⁾, В.К. Гришин²⁾, А.Н. Ермаков²⁾, А.С. Кубанкин¹⁾, Н.Н. Насонов¹⁾, Г.П. Похил²⁾, И.Н. Сухарев¹⁾, Р.А. Шатохин¹⁾

¹⁾Белгородский государственный университет, лаборатория радиационной физики, г. Белгород, Россия

²⁾НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Дифрагированное излучение каналированных электронов или, как иногда говорят, дифрагированное излучение релятивистского осциллятора (ДИО) – одно из интересных физических явлений, происходящее при прохождении быстрых заряженных частиц через упорядоченные среды, предсказанное в 70 – 80-тых годах в работах В.Г. Барышевского с соавторами. ДИО, являющееся результатом когерентного суммирования двух процессов – излучения фотона и его дифракции в кристалле (см. /1/ и цитированную там литературу), до последнего времени оставалось вне поля зрения экспериментаторов вследствие как недостаточной уверенности в величине этого эффекта, так и очевидной сложности его выделения. Немаловажен и узкий диапазон энергии частиц, где возможно чёткое проявление эффекта (10-40 МэВ). Наличие выведенного электронного пучка, требуемый энергетический диапазон (14.6-67.4 МэВ) и возможность изменения энергии частиц на разрезном микротроне НИИЯФ МГУ /2/ позволяют надеяться на успешное выделение этого типа излучения на фоне параметрического рентгеновского излучения и дифрагированного тормозного излучения.

Описывается схема создаваемой экспериментальной установки, предлагаемая методика ориентации кристалла по выходу излучения при каналировании, работоспособная в условиях повышенного фона ускорительного зала, методика проведения измерений и выделения искомого эффекта. Приведены оценки величины предполагаемого эффекта, вклада фоновых процессов и результаты тестовых измерений.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант 05-02-17648), программы "Развитие научного потенциала высшей школы", подпрограмма 3, раздел 3.1 и программы внутренних грантов БелГУ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барышевский В.Г., Дубовская И.Я. Дифракционные явления в процессах спонтанного и коллективного излучения релятивистских заряженных частиц в кристаллах. //Итоги науки и техники. Сер. Пучки заряженных частиц и твердое тело. – М.: ВИНТИ, 1991, т. 4, сс.129-225.
2. Shvedunov V.I. et al.// Proceedings of the 2001 Particle Accelerator Conference, Chicago, pp. 2596-2598

О ЧАСТОТЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А.В. Щагин

Харьковский физико-технический институт, г. Харьков, Украина

В работе сравниваются частоты параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) релятивистской частицы в кристалле, полученные из квантового и классического рассмотрения. Получено уравнение для частоты ПРИ в квантовом приближении. Найдено решение этого уравнения с использованием выражения для диэлектрической проницаемости на высоких частотах (вне области отражения Брэгга в кристалле, описываемой формулами Дарвина или Эвальда). Вблизи направления Брэгга получены формулы для разности частот ПРИ в классическом приближении [1], ПРИ в квантовом приближении [2,3] и частоты Брэгга в кристалле. Разность между квантовой и классической частотами сравнивается с естественной шириной спектральной линии ПРИ в типичных экспериментальных условиях.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тер-Микаелян М. Л. Влияние среды на электромагнитные процессы. Издательство Академии наук Армянской ССР, Ереван, 1969.
2. Shchagin A.V. Comparison of Bragg and PXR energies. Final Program & Book of Abstracts, V International Symposium "Radiation from Relativistic Electrons in Periodic Structures", September 10-14, 2001, Lake Aya, Altai Mountains, Russia, p. 49.
3. Щагин А.В. Сравнение частоты Брэгга и частоты параметрического рентгеновского излучения. Тезисы докладов XXXII международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. Москва, 27 мая - 29 мая 2002 г. - М.: Изд.-во Моск. ун-та, 2002, с. 82.

РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПИРОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ

А.В. Щагин, В.И. Нагайченко, В.В. Сотников, А.М. Егоров
Харьковский физико-технический институт, г. Харьков, Украина

Ранее, в работе /1/ был предложен пироэлектрический генератор рентгеновского излучения. В докладе описан собранный в ХФТИ пироэлектрический ускоритель электронов /2/, работающий при нагревании и охлаждении пироэлектрического кристалла в остаточном газе. Продольные размеры пироэлектрического кристалла и ускоряющего промежутка не превышали 8 мм. Описаны эксперименты по наблюдению спектров рентгеновского излучения, генерируемого в тонкой мишени электронами, ускоренными в таком ускорителе. Спектры содержат тормозное излучение с энергией до порядка 100 кэВ и пики характеристического излучения Cu, Pb, Nb. Это свидетельствует о появлении потенциала около 100 кВ на поверхности кристалла при изменении его температуры. Измерения проводились при давлениях в камере в диапазоне 1-30 мТорг и различных размерах пироэлектрического кристалла LiNbO₃. Обсуждаются причины насыщения энергии электронов с увеличением высоты кристалла, а также увеличения энергии электронов с увеличением поперечных размеров кристалла. Работа выполнена при поддержке гранта STCU 1911.

ЛИТЕРАТУРА

1. Brownridge J.D. Pyroelectric X-ray generator. //Nature 1992, v.358, p.287.
2. Nagaychenko V.I., Sanin V.M., Yegorov A.M., Shchagin A.V. Spectra of pyroelectric X-ray generator. E-preprint physics/0309049, September 2003.

ИССЛЕДОВАНИЯ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ТЕКСТУРИРОВАННОГО ПОЛИКРИСТАЛЛА

А.В. Шчагин

Харьковский физико-технический институт, г. Харьков, Украина

Параметрическое рентгеновское излучение (ПРИ) из обычного поликристалла рассматривалось теоретически в /1/ и наблюдалось в виде слабых спектральных пиков в /2/. В эксперименте /3/ наблюдались сильные спектральные пики, происхождение которых идентифицировано не было. Гипотеза, объясняющая их происхождение, была предложена в /4/. Для проверки гипотезы были поставлены эксперименты /5-7/. В работе /5/ было установлено, что Мо фольга, которая входила в состав сложной мишени в /3/ для мониторинга измерений, в действительности является текстурированным поликристаллом (ТП), а не аморфной. Поэтому загадочные спектральные пики в /3/ объясняются ПРИ и/или дифракцией тормозного излучения релятивистских электронов в Мо ТП. Затем были проведены экспериментальные исследования спектрально-угловых характеристик ПРИ из ТП на пучке электронов установки REFER с энергией 150 МэВ при углах наблюдения 25.8 /6/, 11.1 и 180 /7/ градусов. В результате исследований впервые показано, что ПРИ из ТП имеет высокую интенсивность и широкое угловое распределение, а его энергия не зависит от ориентации ТП.

ЛИТЕРАТУРА

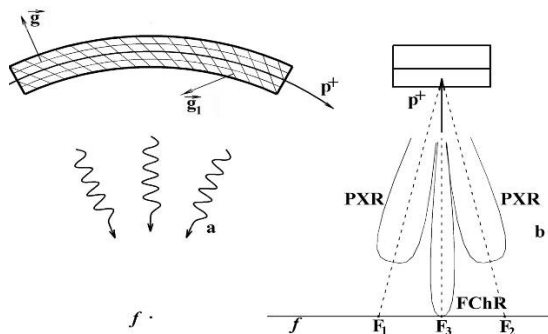
1. Nasonov N.N. // NIM 1998. В 145. pp. 19-24.
2. Blazhevich S. et al. //Phys. Lett. 1999. A 254. pp. 230-232.
3. Chouffani K. et al. //NIM 2001. В 173. pp. 241-252.
4. Shchagin A.V. Diffraction on polycrystal for investigations and diagnostics of X-ray radiation of relativistic particles in a forward direction, E-preprint [arXiv:physics/0105071](https://arxiv.org/abs/physics/0105071), (2001), Вопросы атомной науки и техники (Харьков). Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения», 2004, №4, с. 76-79.
5. Endo I., Iseki D., Ohnishi T., Moriyoshi C., Shchagin A.V. // NIM 2004, В 217, pp. 666-670.
6. Takabayashi Y., Endo I., Weda K., Moriyoshi C., Shchagin A.V. // NIM 2006. В 243, pp. 453-456.
7. Nawang S., Endo I., Iinuma M., Kohara A., Kuroiwa H., Moriyoshi C., Ohnishi T., Shchagin A.V., Stokov S., Takabayashi Y., Takahashi T., Ueda K. Intense PXR from textured polycrystal. Poster paper at International Workshop "Relativistic Channeling and Coherent Phenomena in Strong Fields", Frascati, Italy, 25 - 28 July 2005.

О ФОКУСИРОВКЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ, ОНДУЛЯТОРНОГО, МАГНИТО-ТОРМОЗНОГО, ТОРМОЗНОГО И КОГЕРЕНТНОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЧАСТИЦЫ, КАНАЛИРОВАННОЙ В ИЗОГНУТОМ КРИСТАЛЛЕ

А.В. Шагин

Харьковский физико-технический институт, г. Харьков, Украина

Обсуждаются возможности фокусировки рентгеновского излучения релятивистской частицы, движущейся через изогнутый кристалл в режиме каналирования: параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) частицы, движущейся вдоль изогнутого кристалла /1/; ПРИ после его дифракции в изогнутом кристалле /2/; ондуляторного излучения частицы, движущейся в плавно изогнутом кристаллическом ондуляторе, после его дифракции в кристалле ондулятора /2/; фокусировки излучения при каналировании (ИК) после его дифракции в кристалле, если частица движется вдоль изогнутого кристалла /2/. В докладе показана возможность фокусировки магнито-тормозного (МТИ), тормозного (ТИ) и когерентного тормозного излучения (КТИ) частицы, движущейся по криволинейной траектории в режиме каналирования в изогнутом кристалле. Схема фокусировки изображена на рисунке. Релятивистская частица p^+ движется в режиме каналирования в плоскости \vec{g} вдоль изогнутого кристалла. МТИ, ИК, ТИ, КТИ испускается по касательной к траектории частицы, затем подвергается дифракции на плоскости \vec{g}_1 и



фокусируется на оси изгиба кристалла f в точке F_3 . В F_1 и F_2 фокусируется ПРИ от плоскости \vec{g}_1 . Таким образом, рентгеновское излучение с энергиями Брэгга извлекается из длинного радиатора и фокусируется.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шагин А.В. //Письма в ЖЭТФ 2004. т.80. СС. 535-540.
2. Shchagin A.V. In: "Advanced radiation sources and applications" ed. by H. Wiedemann, NATO Science Series, II. Mathematics, Physics and Chemistry, V. 199, Springer, 2006, pp. 27-45. Correction: The figure from the present thesis must be instead of Fig. 4 in p. 40.

Секция III

**РАССЕНИЕ, РАСПЫЛЕНИЕ И ЭМИССИЯ ВТОРИЧНЫХ
ЧАСТИЦ**

МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ЭФФЕКТ В КРЕМНИИ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ КЛАСТЕРНЫМИ ИОНАМИ PF_n^+ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЙ

А.Ю. Азаров¹⁾, А.И. Титов²⁾

¹⁾СПб ГУП НПП “Электрон-Оптроник”, Санкт-Петербург, Россия

²⁾СПбГПУ, Санкт-Петербург, Россия

Образцы (100) Si облучались при комнатной температуре атомарными P^+ , F^+ , а также кластерными ионами PF_n^+ ($n = 1 \dots 4$) с энергией $E = 2.1$ кэВ/а.е.м. Дозы облучения, а также плотности потоков ионов были выбраны таким образом, чтобы соблюсти равенство как среднего полного числа смещений за всё время облучения, так и скорости генерации первичных точечных дефектов, создаваемых при имплантации атомарными и кластерными ионами. Степень нарушения кристаллической структуры определялась с помощью метода спектрометрии резерфордовского обратного рассеяния в сочетании с каналированием (RBS/C).

Результаты показывают, что характер накопления структурных нарушений в кремнии в случае бомбардировки ионами PF_n^+ существенно отличается не только от случаев облучения атомарными ионами, составляющими кластерный ион (P^+ и F^+), но также и атомарными тяжелыми ионами, имеющих атомную массу близкую к массе PF_n^+ кластеров. При бомбардировке кластерными ионами значительное увеличение повреждений структуры наблюдается в приповерхностной области до максимума упругих потерь энергии компонентов кластерного иона. В случае облучения ионами PF_4^+ это приповерхностное увеличение дефектности столь велико, что распределение структурных нарушений по глубине является, практически, одномодовым и накопление дефектов с ростом дозы облучения внешне выглядит как постепенное увеличение и расширение вглубь пика структурных нарушений, начинающегося от поверхности. Кроме того, результаты показывают, что в эквивалентных условиях облучения кластерные ионы создают в приповерхностной области значительно большее разупорядочение, чем атомарные, т.е. наблюдается молекулярный эффект (МЭ) в накоплении радиационных повреждений.

Процессы, обуславливающие столь сильное увеличение повреждения в приповерхностной области, могут быть связаны как с нелинейными процессами динамического отжига дефектов /1/, так и с нелинейными энергетическими пиками /2/, возникновение которых вероятно при многократном перекрытии каскадов вблизи поверхности при использовании ионов PF_n^+ .

ЛИТЕРАТУРА

1. Titov A.I., Azarov A.Yu., Nikulina L.M., Kucheyev S. O. // Phys. Rev. B, 2006, v. 73, p. 064111.
2. Thompson D.A. // Radiat. Eff. 1981, v. 56, p. 105.

НАКОПЛЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ НАРУШЕНИЙ В GaN ПРИ ОБЛУЧЕНИИ КЛАСТЕРНЫМИ ИОНАМИ PF_n^+

А.Ю. Азаров¹⁾, А.И. Титов²⁾, С.О. Кучеев³⁾

¹⁾СПб ГУП НПП “Электрон-Оptronик”, Санкт-Петербург, Россия

²⁾СПбГПУ, Санкт-Петербург, Россия

³⁾LLNL, Livermore, USA

Образцы GaN облучались при комнатной температуре (RT) атомарными P^+ , а также кластерными ионами PF_n^+ ($n = 1 \dots 4$) с энергией $E = 1.3$ кэВ / а.е.м. Дозы облучения, а также плотности потоков ионов были выбраны таким образом, чтобы соблюсти равенство как среднего полного числа смещений за всё время облучения, так и скорости генерации первичных точечных дефектов, создаваемых при имплантации атомарными и кластерными ионами. Степень нарушения кристаллической структуры определялась с помощью метода RBC/C.

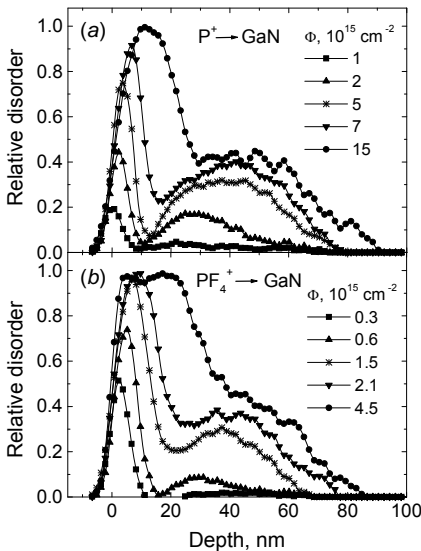


Рис.1 Профили по глубине относительного разупорядочения для облучения GaN при RT ионами P^+ (a) и PF_4^+ (b).

Из рис.1 видно, что при облучении GaN как атомарными, так и кластерными ионами распределение разупорядочения по глубине имеет бимодальный характер: помимо объемного максимума дефектов наблюдается достаточно сильный поверхностный максимум, соответствующий аморфному слою /1/. Накопление повреждения для всех типов ионов с ростом дозы облучения происходит как планарное нарастание аморфной фазы, происходящее от поверхности, а объемный пик дефектов испытывает насыщение на уровне 0.4-0.5. Такое поведение характерно для облучения GaN при RT тяжелыми ионами и ионами средней массы /1/. Переход от атомарных ионов к кластерным в эквивалентных условиях облучения реализуется в увеличении величины поверхностного пика дефектов, т.е. в увеличении ширины поверхностного аморфного слоя.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kucheyev S.O., Williams J.S., Jagadish C., Zou J., Li G., Titov A.I. // Phys. Rev B, 2001, v. 64, p. 035202

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА РАСПЫЛЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ НАНОРАЗМЕРНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ КЛАСТЕРОВ

Е.В. Пугина, Г.В. Корнич

Запорожский национальный технический университет,
Запорожье, Украина

Поскольку ряд эффектов, влияющих на выход распыления мишени /1/, обусловлен тепловым движением атомов, неясно, можно ли пренебрегать им при моделировании распыления наноразмерных структур. Методом молекулярной динамики /2/ исследовалось влияние температуры на распыление Cu кластеров с поверхности Cu подложки под воздействием бомбардировки низкоэнергетическими ионами Ar (200 eV). Получено, что в температурном интервале от 0 К до 500 К наблюдается увеличение выхода распыления кластера и подложки, уменьшение доли димеров в потоке распыленного вещества, а также

снижение интенсивности проявления азимутальных максимумов на распределении вероятности распыления атомов кластера (рис.1).

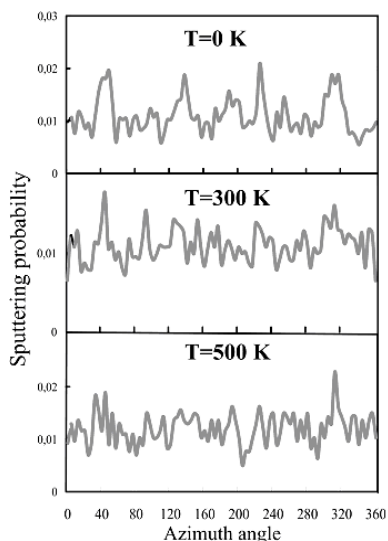


Рис. 1. Азимутальное распределение распыленных атомов кластера Cu₇₅

ЛИТЕРАТУРА

1. Behrisch R., Eckstein W. // Nucl. Instr. and Meth. B, 1993, v. 82, p.255
2. Haile J.M. Molecular Dynamics Simulation – Elementary Methods. - New York: Wiley-Interscience, 1992, p. 386

ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННЫХ НАРУШЕНИЙ И ТОПОГРАФИИ ПОВЕРХНОСТИ НА УГЛОВЫЕ ЗАВИСИМОСТИ РАСПЫЛЕНИЯ ВЫСОКООРИЕНТИРОВАННОГО ПИРОГРАФИТА

А.М. Борисов¹⁾, Ю.С. Виргильев²⁾, Е.С. Машкова¹⁾, А.С. Немов¹⁾
¹⁾НИИ ЯФ МГУ, Москва, Россия
²⁾ФГУП «НИИГрафит», Москва, Россия

Приводятся результаты экспериментального исследования зависимостей коэффициента Y распыления высокоориентированного пирографита марки УПВ-1Т при облучении ионами N_2^+ энергии 30 кэВ от угла падения ионов θ в диапазоне от 0 до 80° относительно нормали к поверхности грани (0001). Флуенсы облучения составляли $10^{18} - 10^{19}$ ион/см². Исследование образцов до и после облучения при помощи дифракции быстрых электронов на отражение показало различие структур поверхностных слоев при различных температурах облучения и углах падения ионов. Облучение при температурах, близких к комнатной, приводит как при нормальном, так и при наклонном падении ионов к появлению на электронограммах аморфного гало, свидетельствующего о разупорядочении кристаллической структуры. При температуре мишени $T = 400^\circ\text{C}$, большей температур, при которых радиационные нарушения в процессе непрерывного облучения приводят к разупорядоченному состоянию, при нормальном и близком к нормальному падению ионов электронограммы показывают картины колец, характерные для исходных необлученных поверхностей поликристаллических графитов. При скользящем падении ионов и съемке электронограммы вдоль ионного пучка, т.е. при анализе торцевых граней гребневидных топографических элементов, картина дифракции аналогична случаю нормального падения ионов. Когда же зондирующий электронный луч направляли навстречу ионному пучку, т.е. анализировали структуру верхних пологих граней топографических элементов, то на картине дифракции наблюдались кольцевые семейства точечных рефлексов от призматических плоскостей УПВ-1Т, что говорит о текстурированности поверхностного слоя. Зависимость $Y(\theta)$, измеренная при комнатной температуре подобна соответствующим зависимостям, полученным ранее для поликристаллических графитов [1], т.е. $Y \sim 1/\cos \theta$. При $T = 400^\circ\text{C}$ зависимость $Y(\theta)$ найдена немонотонной с широким глубоким минимумом при $\theta = 60^\circ$. Такой характер зависимости может быть связан с развитием при наклонном падении ионов игольчатых конусов, что приводит к уменьшению выхода распыленных частиц в результате того, что отражение ионов от торцов конусов способствует уменьшению распыления от поверхности конусов, а перепыление на топографические элементы препятствует большей части эжектированных атомов покинуть мишень.

ЛИТЕРАТУРА

1. Borisov A.M., Eckstein W., Mashkova E.S. //J. Nucl. Mater. 2002, v. 304. p. 15.

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АТОМОВ И СОСТАВ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ РАСПЫЛЕНИИ СПЛАВОВ Ni_xPd_y ИОНАМИ АРГОНА

В.С. Черныш¹⁾, А.С. Патракеев²⁾, В.И. Шульга²⁾, С.С.Еловииков¹⁾, Е.Ю. Зыкова¹⁾

¹⁾Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия
²⁾НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Для измерения угловых распределений компонентов, распыленных из сплавов Ni_5Pd , $NiPd$ и $NiPd_5$ ионами Ag^+ с энергией 3 и 10 кэВ применялась коллекторная методика. Масс сепарированный пучок ионов Ag^+ с плотностью тока $0,2 \text{ mA/cm}^2$ падал по нормали к поверхности образца. Анализ напыленного на Ве или Al коллектор материала проводился на ускорителе ЭГ-8 НИИЯФ МГУ с помощью метода резерфордского обратного рассеяния (РОР) ионов He^+ с энергией 1,5 МэВ и рентгеновского микроанализа в электронном микроскопе LEO1455VP с приставкой Roentek.

Исследования зависимости относительного выхода компонентов Y_{Pd}/Y_{Ni} от угла эмиссии показали, что характер радиационно-индуцированной гиббсовской сегрегации (РИГС) сильно изменяется в зависимости от концентрации компонентов в облучаемом сплаве. Так, в случае распыления сплавов Ni_5Pd и $NiPd$ палладий сегрегирует на поверхность мишени, а при бомбардировке сплава $NiPd_5$ – никель. Компьютерные расчеты $Y_{Pd}/Y_{Ni}(\theta)$ для указанных сплавов, выполненные с учетом сегрегации, хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Выводы о влиянии концентрации компонентов на характер сегрегации подтверждены также исследованиями состава облученной поверхности сплавов Ni_xPd_y , выполненными с помощью электронной оже-спектроскопии. Образцы облучались в оже-спектрометре ионами Ag^+ с энергией 3 кэВ. Обнаружено, что зависимость отношения оже-сигналов Y_{Pd}/Y_{Ni} от концентрации элементов испытывает резкий скачок при переходе от сплава $NiPd_3$ к сплаву $NiPd_5$. Такое поведение зависимости относительного выхода оже-электронов также свидетельствует об изменении характера РИГС.

Для объяснения результатов исследования угловых распределений компонентов при распылении сплавов Ni_xPd_y , опубликованных в /1/, в настоящей работе предлагается новая методика, основанная на анализе формы угловых распределений атомов и позволяющая определять вклад поверхностных слоёв в поток распыленного вещества.

ЛИТЕРАТУРА

1. Черныш В.С., Куликаускас В.С., Хайдаров А.А., Патракеев А.С. //Труды XXXII Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. - М.: Изд-во Моск. ун-та, 2002, с. 3191.

ПРОБЕГИ ИМПЛАНТИРУЕМЫХ АТОМОВ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ Cu(111) МНОГОАТОМНЫМИ КЛАСТЕРАМИ

Е.Е. Журкин, В.Ф. Космач, А.С. Колесников
Санкт-Петербургский государственный политехнический универси-
тет, Санкт-Петербург, Россия

В рамках метода классической молекулярной динамики /1,2/ проведено компьютерное моделирование бомбардировки поверхности Cu(111) многоатомными кластерами Cu_N и Au_N различного размера ($N=1-55$) с энергиями $E/N=(0.1-1)$ кэВ/атом. Исследовались характер пространственного распределения внедренных атомов, их пробеги и флуктуации пробегов (страгглинг) в зависимости от размера (N) и энергии (E/N) налетающего кластера. Показано, что при фиксированной энергии на один налетающий атом, с ростом размера кластера наблюдается эффект возрастания как среднего пробега, так и страгглинга. В то же время с увеличением энергии кластера эффект возрастания пробега с ростом N (при заданном E/N) постепенно исчезает, в то время как эффект возрастания страгглинга с ростом N сохраняется. Данные тенденции качественно согласуются с имеющимися экспериментальными наблюдениями /3,4/. Для выяснения механизмов подобных эффектов на атомарном уровне исследовалась временная эволюция нелинейного каскада атомных соударений высокой плотности энергии (“столкновительного пика”) и пост-каскадного “теплового пика”, возникающих в мишени в процессе замедления атомов внедренного кластера. Показано, что основной вклад в эффект возрастания пробега атомов внедренного кластера вносит “эффект расчистки пути” (clearing the way effect), ранее предсказанный в работах /5,6/. Однако данный эффект ослабляется с ростом энергии налетающего кластера. В тоже время эффект возрастания страгглинга в значительной степени обусловлен наличием “пиковых” эффектов в бомбардируемой мишени.

ЛИТЕРАТУРА

1. Zhurkin E., Kolesnikov A.S.// Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res.B. 2003, v. B202, p. 296.
2. Журкин Е.Е., Колесников А.С., Космач В.Ф.// Поверхность, 2005, №3, с. 51
3. Kimura K., Oota Y., Nakajima K. et al.// Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. B, 2003, v. 211, p.206
4. Andersen H.H., Johansen A., Olsen M., Touboltsev V.S.// Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. B, 2003, v. 212, p. 56.
5. Shulga V.I. and Sigmund P.// Nucl. Instrum. and Meth. In Phys. Res. B, 1990, v. 47 p. 236
6. Shulga V.I.// Nucl. Instrum. and Meth. In Phys. Res. B, 1991, v.58, p. 422

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ СОЕДИНЕНИЙ Hf НА «ТОНКУЮ» СТРУКТУРУ В СПЕКТРАХ РАССЕЯНИЯ МЕДЛЕННЫХ ИОНОВ He⁺

А.В. Зенкевич¹⁾, Ю.Ю. Лебединский¹⁾, М.А. Пушкин¹⁾,
Н.С. Баранцев¹⁾, В.С. Куликаускас²⁾

¹⁾Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия

²⁾НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

В работе приводятся данные экспериментального исследования *in situ* поверхности тонкопленочных материалов на основе Hf методом спектроскопии рассеяния медленных ионов He⁺ в диапазоне энергии падающих ионов He⁺ E₀=300÷800 эВ. Наблюдаемая «тонкая» структура спектра линии гафния не зависит от энергии налетающих ионов He⁺, но зависит от химического состава поверхности (HfO₂ по сравнению с металлическим Hf и HfSi_x), именно, от наличия запрещенной зоны на поверхности Hf-содержащего материала. Наблюдаемый эффект объясняется в терминах неупругих потерь энергии He⁺ в результате электронных возбуждений в момент столкновения/образования молекулярных орбиталей Hf-He, и используется для наблюдения *in situ* эволюции электронной структуры поверхности HfO₂ во время вакуумного отжига. Полученные данные СРМИ свидетельствуют об эффективной *металлизации* поверхности HfO₂ в процессе нагрева до T≥600°C в сверхвысоком вакууме.

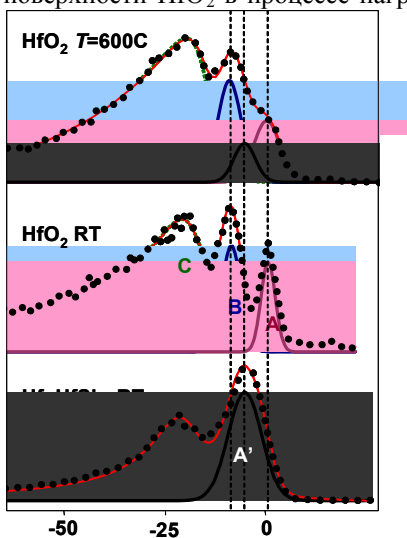


Рис. Спектры медленных ионов He⁺, E₀=500 эВ, рассеянные на поверхности мишеней Hf и HfSi_x в сравнении с HfO₂, снятые при комнатной T, а также- *in situ* в процессе вакуумного отжига.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТОНКИХ ПЛЕНОК ЛЕГКИХ ЭЛЕМЕНТОВ ПУЧКАМИ МЕДЛЕННЫХ ИОНОВ

В.А. Курнаев, К.А. Мошкунов

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

Как известно, в международном термоядерном реакторе ИТЭР в качестве обращенных к плазме материалов предполагается использовать бериллий, вольфрам и графит. Однако захват трития в переосаждаемых слоях является одной из серьезнейших проблем, заставляющих пересмотреть выбор материалов. Для исследования особенностей взаимодействия атомных частиц с подобными переосажденными слоями на кафедре физики плазмы МИФИ использован малогабаритный ионный монохроматор модульной конструкции с безмасляной сверхвысоковакуумной откачкой.

Ионный источник дуоплазматрон позволяет получать на мишени токи порядка нескольких микроампер для ионов с энергией в единицы кэВ. Для анализа поверхности мишени использован секторный магнитный спектрометр с изменяемым разрешением (до 1%), установленный под углом 60 градусов относительно первичного пучка. Состав газа в камере взаимодействия контролируется с помощью квадрупольного масс-спектрометра QMS200. Управление работой важнейших узлов установки и обработка данных осуществляется через компьютер с помощью специально разработанного программного обеспечения.

Определение состава и толщины слоев переосажденных слоев производится методом спектроскопии ионного рассеяния и ионизованных атомов отдачи. Для определения толщины слоев легких элементов на поверхности вольфрамовой мишени использованы ионы водорода с энергиями 1 – 3 кэВ на нуклон. Толщина слоя определяется из сравнения экспериментально зарегистрированного энергетического спектра отраженных частиц с результатами компьютерного моделирования при помощи ранее разработанного на кафедре кода SCATTER. Точность определения массовой толщины слоя углерода на вольфраме по положению на энергетической шкале пика рассеянных частиц при разрешении анализатора 1% составляет ~ 0,1 нм при толщинах 1-2 нм и ~ 1 нм при толщинах ~ 10 нм.

С помощью данной методики можно наблюдать динамику роста или деградации пленки, что позволяет исследовать процессы образования углеводородных слоев.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВО ОБРАЗОВАНИЯ ОДНОМЕРНОГО УГЛЕРОДА ПРИ РАДИАЦИОННОЙ КАРБОНИЗАЦИИ ПВДФ

С.С. Чеботарев¹⁾, Л.А. Песин¹⁾, И.В. Грибов²⁾, Н.А. Москвина²⁾,
В.Л. Кузнецов²⁾, С.Е. Евсюков³⁾

¹⁾Челябинский государственный педагогический университет,
г. Челябинск, Россия

²⁾Институт физики металлов УрО РАН, г. Екатеринбург, Россия

³⁾instrAction GmbH, Donnersbergweg 1, D-67059 Ludwigshafen,
Germany

В результате долговременных (7100 мин) измерений РФЭС наблюдалась карбонизация (дегидрофторирование) обращенной к источнику рентгеновского излучения поверхности частично кристаллической пленки ПВДФ (Kynar). Поверхностное содержание фтора, рассчитанное из отношений интегральных интенсивностей $F1s/C1s$ и $F2s/C1s$ спектров, составляло в конце экспозиции, соответственно, около 5 и 6.5%, что свидетельствует о наличии градиента концентрации по глубине. Первоначально прозрачная и плоская пленка ПВДФ приобрела при карбонизации неоднородный по интенсивности коричневый цвет и скрутилась напоподобие свитка. Характер деформации демонстрирует укорочение ковалентных связей на облучаемой поверхности, что характерно для $sp^3 \rightarrow sp^2$ или $sp^3 \rightarrow sp$ трансформаций гибридного состояния атомов углерода. Для определения доминирующего типа образовавшихся при дегидрофторировании углеродных связей и проверки их стабильности проводилась бомбардировка полученного на плёнке ПВДФ карбонизованного вещества расфокусированным пучком ионов аргона с энергией ~1 кэВ (ток 0,5 мкА). Четыре последовательные дозы облучения составляли: 0.2, 1.1, 3.9, $9.6 \cdot 10^{16}$ ион/см². В результате бомбардировки концентрации фтора, определенные из отношений $F1s/C1s$ и $F2s/C1s$, уменьшались с различной скоростью, достигнув при максимальной дозе, соответственно, 2,5 и 5%. Форма спектров валентных электронов в результате воздействия ионов практически не меняется, по-видимому, вследствие слабой чувствительности $C2s$ состояний к типу гибридизации. В то же время модификация формы спутников $C1s$ линии и $SKVV$ спектров явно свидетельствуют, что увеличение дозы способствует формированию связей sp^2 гибридного типа. Полученные результаты являются прямым экспериментальным доказательством, что до ионной бомбардировки связи sp типа доминировали на карбонизованной поверхности ПВДФ. Это означает, что радиационное дегидрофторирование ПВДФ с помощью мягкого рентгеновского излучения и сопутствующего ему потока вторичных электронов позволяет синтезировать одномерные углеродные структуры (карбиноиды).

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ИОННО-ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ СТЕКЛОУГЛЕРОДОВ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ИОНАМИ АРГОНА ЭНЕРГИИ 30 КЭВ

Н.Н. Андрианова¹⁾, А.М. Борисов¹⁾, Ю.С. Виргильев²⁾, К.В. Лавров¹⁾,
Е.С. Машкова¹⁾, А.С. Немов¹⁾, Е.А. Питиримова³⁾, А.И. Сорокин²⁾

¹⁾НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

²⁾ФГУП “НИИГрафит”, Москва, Россия

³⁾Физический факультет Нижегородского государственного университета им. Н.И.Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Приводятся результаты экспериментального исследования температурных зависимостей коэффициента ионно-электронной эмиссии γ и структуры измененных поверхностных слоев стеклоуглеродов марок СУ-850, СУ-1000, СУ-1300, СУ-2000 и СУ-2500 при высокодозном облучении ионами Ar^+ энергии 30 кэВ. Облучение образцов производилось при нормальном падении ионов в интервале температур T от $-30^\circ C$ до $\sim 350^\circ C$. Установлено, что для стеклоуглеродов с относительно высокой температурой термообработки в процессе изготовления ($T_{tr} > 1300^\circ C$) при некоторых температурах T_a наблюдается скачкообразный рост выхода электронов, аналогично тому, как это наблюдалось нами ранее для поликристаллических графитов и высокоориентированного пирографита /1/. Абсолютные значения температур T_a для стеклоуглеродов найдены более низкими, а значения γ при $T > T_a$ более высокими, чем для других углеграфитовых материалов при аналогичных условиях облучения. При $T < T_a$ значения γ практически одинаковы для стеклоуглеродов с $T_{tr} > 1300^\circ C$, поликристаллических графитов и высокоориентированного пирографита, что обусловлено, как показывает дифракция быстрых электронов на отражение, разупорядочением поверхностных слоев под действием ионного облучения. Для стеклоуглеродов марок СУ-850 и СУ-1000 выход электронов практически одинаков и монотонно возрастает с увеличением температуры, при которой осуществляется облучение, и значения γ в 1.3 раза выше при $T < T_a$, чем для относительно высокотемпературных стеклоуглеродов и мало различаются при $T > T_a$. Слабая зависимость $\gamma(T)$ и относительно большие абсолютные значения γ , возможно, определяются наличием фуллереноподобных структур, для которых ионизирующие столкновения с ионами, как известно, отличаются от соответствующих столкновений с атомами углерода /2/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Borisov A.M., Mashkova E.S. et. al. // Vacuum. 2005, v. 80. p. 295
2. Parilis E.S. //NIM B. 1994, v.88, p. 21

ВЛИЯНИЕ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ В БЕРИЛЛИИ НА ПРОЦЕСС ИОННОГО ПЕРЕМЕШИВАНИЯ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ ПУЧКОМ ИОНОВ He^+ и Ag^+ С ШИРОКИМ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ СПЕКТРОМ

Н.В.Волков

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

Ранее показано /1/, что при облучении материалов полиэнергетическим пучком ионов наряду с чисто кинематическим взаимодействием между внедряемым ионом и материалом мишени присутствуют радиационно-стимулированные процессы, позволяющие проникать внедряемым атомам вглубь материала на глубины много большие, чем проективный пробег. Одним из факторов, влияющих на радиационно-стимулированную миграцию внедренных атомов, является дефектообразование в модифицируемом слое и возможность образования твердых растворов внедренных атомов в поликристаллической матрице.

В настоящей работе на примере системы «многослойная пленка – Ве-подложка» в рамках модели «изотропного перемешивания» рассчитаны радиационные пробеги первично-выбитых атомов из пленки, профили их распределения по глубине и проведено сравнение с экспериментальными данными $C(x)$ при внедрении атомов Al, Ti, Fe, Mo под облучением пучками ионов He^+ и Ag^+ со средней энергией $\langle E \rangle = 5, 10$ и 20 кэВ. Изучение распределения внедренных атомов проведено методом резерфордского обратного рассеяния ионов гелия с начальной энергией 1,6 МэВ, угол регистрации 165° .

Анализ полученных данных позволяет сделать вывод о том, что в основе проникновения атомов многослойных пленок в поликристаллическую Ве-подложку лежит процесс энергопередачи от ионов и первично-выбитых атомов к последующим каскадам смещений. При этом процесс проникновения внедряемых атомов на большие глубины определяется плотностью дефектов, радиационно-стимулированной миграцией внедренных атомов и их физико-химическим взаимодействием с атомами матрицы. В качестве параметров, характеризующих процесс радиационно-стимулированной миграции предложено взять отношения атомных радиусов ($r_{\text{ат.пленки}}/r_{\text{ат.подложки}}$) и величину электроотрицательности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kalin B.A., Volkov N.V. // Proceedings of 12 th international conference on radiation physics and chemistry of inorganic materials, Tomsk, Russia, 2003. P.40-46.

ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ЛЕГИРОВАННЫХ Mn ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СЛОЕВ, ПОЛУЧЕННЫХ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИЕЙ И ЛАЗЕРНЫМ РАСПЫЛЕНИЕМ

Е.А. Питиримова¹⁾, Ю.А. Данилов²⁾, В.П. Лесников²⁾,
Д.А. Павлов¹⁾, В.В. Подольский²⁾

¹⁾ Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
г. Нижний Новгород, Россия

²⁾ Научно-исследовательский физико-технический институт
ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Полупроводники типа A^4 (Si, Ge) и A^3B^5 (GaAs, InAs), сильно легированные Mn, являются перспективными магнитными материалами. Ионная имплантация позволяет достичь концентраций примесных атомов выше предела их растворимости, который для Mn в GaAs составляет $\sim 8 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$. В данной работе выполнено облучение ионами $^{55}\text{Mn}^+$ с энергией 50 кэВ. По расчетам, выполненным с помощью программы TRIM, в GaAs концентрация имплантированного Mn составляет $\approx 2.5 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ при $D_i = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Для восстановления кристаллической структуры после ионного внедрения использован быстрый термический отжиг в потоке Ar. Длительность процесса составляла 10 с, а температура (T_a) варьировалась для имплантированного GaAs от 400 до 900°C, а для InAs от 450 до 600°C. Исследования структуры были выполнены с помощью дифракции электронов на отражение на электронографе ЭМР-102 при ускоряющем напряжении 50 кВ. Установлено, что высокая концентрация Mn препятствует полной рекристаллизации как GaAs, InAs, так и Si. В частности, для GaAs и InAs, облученных с $D_i = 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$, электронограммы показывают совершенный монокристалл только для $T_a = 900^\circ\text{C}$ и 600°C , соответственно. При более низких T_a структура отожженного слоя является поликристаллической. Исследована также структура слоев GaAs, Si и Ge, сильнолегированных Mn (до концентраций $\approx 5\text{-}12 \text{ ат.}\%$) при нанесении их методом распыления составных мишеней импульсным АИГ:Nd лазером в вакууме. Подложками служили пластины GaAs (100). Показано, что монокристаллические пленки растут лишь при высокой температуре нанесения слоев T_g . Так, для Ge:Mn это наблюдалось только для $T_g \geq 450^\circ\text{C}$. А для Si:Mn даже при $T_g = 540^\circ\text{C}$ структура слоя является поликристаллической. Общей особенностью поведения Mn в указанных полупроводниках является его высокая диффузионная подвижность при температурах нанесения (для пленок) или постимплантационного отжига (в случае ионного облучения). Следствием этого является перераспределение атомов Mn к поверхности с последующим их окислением на воздухе. Так, поликристаллическая приповерхностная фаза на Mn-имплантированном GaAs, отожженном при 700 – 800 °C, была идентифицирована как смесь окислов Ga_2O_3 и MnO_2 .

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОНОВ N_2^+ И Ar^+ С ПОВЕРХНОСТЬЮ SiO_2

В.И.Бачурин¹⁾, С.А.Кривелевич²⁾, Е.В.Потапов²⁾

¹⁾Ярославский государственный технический университет,
г. Ярославль, Россия

²⁾Институт микроэлектроники и информатики РАН,
г. Ярославль, Россия

При послойном ВИМС анализе структур, содержащих скрытые слои диоксида кремния, было обнаружено, что скорость распыления SiO_2 ионами N_2^+ значительно превышает скорость распыления Si, а также скорости распыления SiO_2 ионами O_2^+ и Cs^+ . В представленной работе изучалось взаимодействие ионов N_2^+ с диоксидом кремния. Эксперименты по измерению коэффициентов распыления SiO_2 ионами 9 кэВ N_2^+ и 4.5 кэВ Ar^+ проводились на установке РЭОС РНИ 660 /1/. Угол падения ионов изменялся от 5 до 65°. В качестве образцов использовался кремний со скрытым слоем диэлектрика, расположенного на глубине 193 нм толщиной 330 нм. Состав поверхности определялся РЭОС (РНИ 660) и РФЭС (XSAM 800). На установке вторично-атомной масс-спектрометрии /2/ исследовался состав остаточной атмосферы вблизи образца при ионном облучении его поверхности.

Были получены следующие значения коэффициентов распыления: $Y=1,1$ ат/ион как для Si, так и для SiO_2 в случае бомбардировки ионами Ar^+ (угол падения 5°) и 0,6 и 1,1 ат/ион для Si и SiO_2 , соответственно, при бомбардировке поверхности ионами N_2^+ . При этом энергия связи атомов на поверхности Si и SiO_2 составляет 2,3 и 4,4 эВ. Во время облучения ионами Ar^+ и N_2^+ состав поверхности SiO_2 изменяется до $SiO_{1.67}$ и $SiO_{1.7}N_{0.4}$ и слабо зависит от угла падения. Фотоэлектронный пик N1s представляет собой сумму пиков, соответствующих связанному азоту в SiO_xN_y и N-N паре. При облучении поверхности SiO_2 ионами N_2^+ в масс-спектре остаточной атмосферы увеличивается пик 44a.е.м и появляется пик 30 а.е.м. С использованием методики измерения потенциалов появления эти пики были идентифицированы как SiO и NO.

Полученные экспериментальные результаты позволяют предложить включение химического механизма в распыление SiO_2 . Вследствие преимущественного распыления кислорода при бомбардировке азотом и NO вблизи поверхности происходит образование газообразных молекул SiO, которые покидают образец.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bachurin V.I., Lepshin P.A., Smirnov V.K. //Vacuum. 2000, v. 56. P.241.
2. Бачурин В.И. и др. //Матер. XI конф. ВИП, Звенигород, 1993. с.153

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ И ЗАРЯДОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИОНОВ АЗОТА, ОТРАЖЕННЫХ ОТ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ ПРИ НЕБОЛЬШИХ УГЛАХ СКОЛЬЖЕНИЯ

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

Чтобы теоретически описать распределение отраженных поверхностью ионов не только по энергии E , но и по заряду i требуется информация для всех i как о тормозной способности среды, так и о сечениях потери и захвата электронов. Такой информации по каждому зарядовому состоянию ионов нет. Поскольку при отражении даже быстрых ионов при скользящем падении ион испытывает достаточно большое число столкновений /1-3/, средний заряд отраженного поверхностью иона близок к равновесному заряду и не зависит от начального зарядового состояния. На основе величины потери энергии иона с равновесным зарядом /4/ в данной среде может быть вычислено энергетическое и угловое распределение отраженных поверхностью ионов /1-3/. Зарядовые фракции отраженных ионов Φ_i можно оценить по соотношению сечений захвата и потери электронов и среднего заряда отраженных ионов или по относительной интенсивности максимумов в экспериментальных спектрах в зависимости от E/i /5/. Энергетическое распределение ионов с зарядом i определяется произведением $\Phi_i(E)$ и энергетического распределения для равновесного заряда. Сравнение с экспериментальными данными /5/ показало, что качественное совпадение экспериментальных и расчетных данных может быть достигнуто.

ЛИТЕРАТУРА

1. Novikov N.V., Teplova Ya.A. et all // NIM B. 2005, v. 235. p. 448.
2. Новиков Н.В., Теплова Я.А., Файнберг Ю.А. // Поверхность 2006, № 4, с. 19.
3. Новиков Н.В., Теплова Я.А., Файнберг Ю.А. // Поверхность 2006, № 8, (в печати).
4. Ziegler J.F. Stopping and Range of Ions in Matter (SRIM2003.26) <http://www.srim.org/SRIM/>
5. Robin A., Hatke N. Narmann A. et all // NIM B, 2000, v. 164-165. p. 566

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ НЕОДНОРОДНОСТИ ИОННОГО ПОТОКА НА ЭВОЛЮЦИЮ ПОВЕРХНОСТНОГО РЕЛЬЕФА МИШЕНИ, РАСПЫЛЯЕМОЙ В ТЛЕЮЩЕМ РАЗРЯДЕ

В.И. Кристя

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

Обычно при ионной обработке материалов в тлеющем разряде бомбардирующий поверхность мишени ионный поток считается однородным. Однако при наличии на ее поверхности участков с отличающимися физическими свойствами, в частности, с различными значениями коэффициента распыления, на ней с течением времени развивается сложный рельеф. При этом, вследствие искривления силовых линий электрического поля, может происходить фокусировка ионов на выпуклостях рельефа, повышающая интенсивность их распыления /1/. С другой стороны, на вершинах рельефа осаждается больше возвращающегося на мишень распыленного вещества, перешедшего в диффузионный режим движения в результате потери начальной энергии при столкновениях с атомами рабочего газа /2/. В работах /1,2/ изучалось влияние неоднородности рельефа мишени на движение ионов и распыленного вещества вблизи ее поверхности. Эволюция же рельефа, обусловленная суммарным воздействием обоих указанных факторов, не исследована.

В данной работе построена модель, представляющая собой систему уравнений в частных производных с соответствующими граничными условиями, описывающую распределение электрического поля, а также перенос ионов и термализованных распыленных атомов вблизи искривленной поверхности мишени. Для случая, когда искривленность поверхности мишени достаточно мала и задается периодической гармонической функцией, методом возмущений найдено решение этой системы и получены выражения для потоков ионов и распыленных атомов на поверхности мишени. Сформулировано уравнение, определяющее временную эволюцию амплитуды ее искривленности, и определены условия, при которых на поверхности мишени формируется стационарный рельеф, а также изучена зависимость величины его амплитуды от разрядных условий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аитов Р.Д., Бондаренко Г.Г., Кристя В.И. // Поверхность, 1997, №1, с. 11.
2. Бонк О.Г., Кристя В.И. // Поверхность, 2001, №5, с. 40.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И УГЛОВЫЕ СПЕКТРЫ САМОРАСПЫЛЕННЫХ АТОМОВ

А.А. Барат, В.В. Манухин
Московский энергетический институт (ТУ)

Работа посвящена теоретическому исследованию явления самораспыления (распыление мишени пучками ионов того же вида). Самораспыление является неотъемлемой частью процесса распыления тяжелой мишени легкими ионами. В работе исследуются дважды дифференциальные (по углу и энергии) спектры самораспыления тонких пленок. Получены зависимости коэффициента распыления от угла зондирования мишени и от угла наблюдения.

Поскольку точное решение уравнения переноса для распыленных атомов представляет значительные трудности, в работе полный спектр самораспыления разделен на две части: атомы, самораспыленные в результате сильного рассеяния на большой угол и атомы, распыленные в результате большого числа рассеяний на малый угол.

Искомый спектр для первой группы частиц ищется на основе аналитических итераций по кратности рассеяния с использованием принципа инвариантного погружения /1/. В работе рассмотрены кратности рассеяния $n \leq 3$, однако данный подход позволяет работать с реальным, а не модельным сечением рассеяния, а также учитывать зависимость полного сечения рассеяния от энергии атома.

Расчеты показали, что распыленные в результате сильных рассеяний частицы, обладают изотропным угловым распределением, то есть вид энергетического спектра слабо зависит от угла наблюдения. Данное обстоятельство позволило описать вторую группу частиц, избавившись от угловых переменных.

Для второй группы частиц получено аналитическое выражение на основе решения линеаризованного уравнения в методе инвариантного погружения /1/. При решении предполагался многократный характер рассеяния на малые углы, поэтому косинус угла рассеяния был разложен в ряд Тейлора с последующим удержанием двух членов ряда. В работе также учитывается связь, накладываемая законами сохранения импульса и энергии на возможные углы рассеяния и потерю энергии, которая в ряде работ не рассматривается.

Общий спектр самораспыления рассчитывается путем линейной комбинации найденных решений с учетом плоского потенциального барьера на границе мишени.

ЛИТЕРАТУРА

1. Manukhin V.V. // Technical Physics, Vol. 50, № 4, 2005, pp. 394–401.

ВЛИЯНИЕ НЕРАВНОМЕРНОСТИ НАГРЕВА ЭЛЕКТРОДА ДУГОВОЙ ЛАМПЫ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКОЙ НА ПЕРЕНОС ЭМИССИОННОГО ВЕЩЕСТВА ВДОЛЬ ЕГО ПОВЕРХНОСТИ

Г.Г. Бондаренко¹⁾, В.И. Кристья²⁾, М.Р. Фишер²⁾

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

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

В дуговых осветительных лампах используются электроды, состоящие из вольфрамового ядра и напесованной на него спеченной массы из смеси порошков вольфрама и эмиссионного вещества. На катодном полупериоде разряда электрод бомбардируется ионами и нагревается до температуры порядка 2000 К. При этом происходит испарение эмиссионного вещества со спеченной массы и его осаждение на вольфрамовый ядро, что приводит к улучшению эмиссионных свойств его поверхности и обуславливает горение разряда между торцами ядер электродов. В модели, описывающей перенос вещества электродов в объеме разрядной колбы лампы /1/, электрод и наполняющий колбу лампы газ предполагались равномерно нагретыми, в то время как реальное распределение температуры по поверхности электрода может быть существенно неоднородным.

В данной работе представлена модель, описывающая наряду с переносом вещества электрода также и процессы теплопереноса в разрядной колбе и позволяющая исследовать влияние неоднородности распределения температуры на динамику переосаждения эмиссионного вещества электрода. Рассчитана зависимость плотности потока эмиссионного вещества на торец ядра электрода от длины части ядра, выступающей над цилиндрической спеченной массой при различных давлениях рабочего газа с учетом и без учета неоднородности распределения температуры в разрядном объеме. Из полученных результатов следует, что неоднородность распределения температуры по поверхности электрода и в объеме разрядной колбы оказывает существенное влияние на осаждение эмиссионного вещества на ядро электрода и должна приниматься во внимание при моделировании процессов массопереноса в колбе дуговой лампы.

ЛИТЕРАТУРА

2. Рохлин Г.Н. Разрядные источники света. – М.: Энергоатомиздат, 1991.

ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА ФОРМИРОВАНИЕ НАНОРЕЛЬЕФА ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ

В.С. Черныш¹⁾, А.С. Патракеев²⁾, Е.С. Солдатов¹⁾

¹⁾Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

²⁾НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Недавно установлено, что облучение (001) Si ионами Ag⁺ с энергией 1,2 кэВ, падающими по нормали к поверхности, приводит к формированию упорядоченного нанорельефа /1/. Однако такого рода рельеф не наблюдался в работе /2/, в которой эксперимент проводился в аналогичных условиях. Поэтому одной из задач настоящей работы являлось выяснение причин расхождения отмеченных выше результатов. Кроме того, представляло интерес изучить влияние параметров ионного облучения, таких как энергия и тип ионов, на характеристики нанорельефа.

В качестве исследуемых образцов использовались пластины (001) Si с высоким удельным сопротивлением (чистый Si) и пластины Si, легированного фосфором: КЭФ-4,5, на поверхность которого выведена грань (111), и КЭФ 0,5 - (001) Si. Образцы крепились на манипуляторе мишени в рабочей камере сверхвысоковакуумной ионно-лучевой установки. Диаметр масс-сепарированного пучка ионов Ne⁺ или Ag⁺ с энергией 3 и 10 кэВ составлял на образце 1 мм, а ток пучка – 0,1÷0,4 мА. Применение манипулятора позволяло облучать разные образцы в одних и тех же вакуумных условиях, изменяя лишь тип или энергию бомбардирующих ионов и дозу ионного облучения. Рабочая камера откачивалась до давления остаточных газов 10⁻⁸ мм. рт. ст. Анализ облученных образцов проводился с помощью атомно-силового микроскопа Solver P47-PRO.

Обнаружено, что стационарный нанорельеф формируется на всех изученных образцах при дозе ионного облучения $\geq 10^{17}$ ион/см². При этом параметры нанорельефа (средняя высота $\langle h \rangle$ и ширина $\langle \lambda \rangle$ нанохолмов) зависят от энергии и типа бомбардирующих ионов. Установлено также, что наличие незначительного количества легирующей примеси (концентрация P $\sim 10^{-7} \div 10^{-8}$ ат.%) оказывает сильное влияние на характеристики нанорельефа. $\langle h \rangle$ увеличивается для легированного Si в 1,3 раза по сравнению с чистым Si (для чистого Si $\langle h_{\text{ч}} \rangle = 1,2$ нм) при облучении ионами Ag⁺ с энергией 10 кэВ и почти в 3 раза при облучении Ne⁺ ($\langle h_{\text{ч}} \rangle = 1,9$ нм).

ЛИТЕРАТУРА

1. Gago R., Vazquez L. et al // Appl. Phys. Lett. 2001, v.78, p. 3316.
2. Cuernat A., Aziz M. // Mat. Res. Soc. Symp. Proc. 2002, v. 696 p. N2.8.1.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ Nb/Al МЕТОДОМ СПЕКТРОСКОПИИ ОТРАЖЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

М.В. Лукашевский, С.Д. Федорович, В.П. Афанасьев, А.В. Лубенченко
Московский энергетический институт (ТУ), Москва, Россия

Энергетические спектры электронов, отраженных в элемент телесного угла, несут обширную информацию о послойном и компонентном составе поверхности исследуемой мишени. В работе для определения послойного состава исследуемых образцов использован метод /1/, разработанный на кафедре ОФиЯС МЭИ. Данный метод требует для восстановления элементного и послойного состава мишени измерения энергетического спектра отраженных электронов.

Образцы для исследований представляли собой последовательность слоев Al и Nb толщиной около 10 нм, полученных методом вакуумного магнетронного напыления на кремниевую подложку. Были выполнены две серии измерений в диапазоне энергий зондирующего электронного пучка E_0 от 3 до 10 кэВ: на сканирующем Оже-микроскопе типа РН1660 при $E_0 = 3$ кэВ и на электронном стенде кафедры ОФиЯС МЭИ. Информация о мишени доставляется с глубин порядка длины неупругого пробега электрона l_{in} в материале. Для Al при $E_0 = 3$ кэВ величина $l_{in} = 5,2$ нм, а для Nb $l_{in} = 3,3$ нм. Максимальная энергия зондирующего пучка электронов в Оже-микроскопе не превышает $E_0 = 3$ кэВ. Поэтому анализ глубины границы раздела Al/Nb на Оже-микроскопе выполнялся с использованием послойного распыления образца ионами аргона с энергией 1,5 кэВ. При увеличении E_0 до 10 кэВ l_{in} возрастает до 15 нм. Максимальная энергия зондирующего пучка электронов на электронном стенде кафедры ОФиЯС МЭИ $E_0 = 30$ кэВ и измерения выполнялись без распыления мишени.

Примененный метод обработки полученных энергетических спектров, позволил количественно определить послойный состав мишени и топографию границы раздела Al/Nb. В результате обработки двух независимых экспериментов получены согласующиеся результаты. Подобное сопоставление позволило с уверенностью говорить о правоте и переспективности применения методики /1/ для интерпретации энергетических спектров отраженных электронов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Afanas'ev V.P., Fedorovich S.D., Lubenchenko A.V., Ryjov A.A., Esimov M.S. // Z. Phys. 1994, b 96, pp. 253-259.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИОННЫХ ЖИДКОСТЕЙ С МЕТАЛЛИЧЕСКИМИ СПЛАВАМИ

У. Барди¹⁾, А.Б. Толстогузов¹⁾, С.П. Ченакин²⁾

¹⁾Флорентийский университет, Сесто Фиорентино, Италия

²⁾Институт металлофизики НАН Украины, Киев, Украина

Ионными жидкостями (ИЖ) обычно называют расплавленные соли, состоящие из органического катиона и неорганического (или органического) аниона. В отличие от обычных неорганических солей, таких как, например, NaCl, ионные жидкости характеризуются высокой степенью пространственной асимметрии, которая затрудняет процесс их кристаллизации. Как следствие, ИЖ имеют очень низкую температуру плавления (ниже 0 °С), высокую температуру разложения (выше 400 °С) и низкое давление насыщающих паров. В настоящее время ИЖ используются как растворители и электролиты в чистой (“green”) химической технологии. Перспективным представляется применение ИЖ в качестве теплоносителей на солнечных термальных станциях (“solar parabolic trough systems”), где они могут заменить минеральные масла и расплавы неорганических солей.

В данной работе исследовалось взаимодействие ионной жидкости [C₄mim][Tf₂N] с различными металлическими сплавами (Inconel 600, Naval Brass, углеродная сталь AISI 1018), используемыми для изготовления теплоносущих труб на солнечных станциях. Элементный и химический состав поверхности и приповерхностных слоев материалов после их 20-ти дневного погружения в ИЖ при температуре 225 °С определялся методами масс-спектрометрии вторичных ионов (SIMS), рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (XPS) и низкоэнергетического ионного рассеяния (LEIS). Шероховатость поверхности измерялась механическим профилометром Tencor Stylus Profiler P-10, а примеси металлов в ИЖ после взаимодействия со сплавами контролировали методом оптической спектроскопии с возбуждением индуктивно-связанной плазмой (ICP-OES).

Было найдено, что длительное взаимодействие сплавов с ионной жидкостью приводит к коррозии металлов и осаждению на их поверхности продуктов разложения ИЖ, состоящих согласно данным SIMS, XPS и LEIS из различных соединений на основе углерода, азота, серы, кислорода и фтора. Показано, что процессы поверхностной коррозии и разложения ИЖ являются конкурирующими. Наиболее толстый и шероховатый коррозионный слой был обнаружен на поверхности никелевого сплава Inconel 600, а наименее выраженный - на поверхности медного сплава Naval Brass. Согласно данным ICP-OES, наибольшее количество металлических примесей присутствовало в ионной жидкости после взаимодействия с медным сплавом, а наименьшее – после взаимодействия с никелевым сплавом. В настоящее время работы по выбору оптимального сочетания «ионная жидкость – рабочий сплав» для солнечной энергетики продолжаются.

ВКЛАД ПЕРВИЧНЫХ И КАСКАДНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ИОННО-ЛУЧЕВОМ ПЕРЕМЕШИВАНИИ

П.В.Серба, Ю.Ф.Блинов
Радиотехнический университет, г. Таганрог, Россия

Процесс ионного облучения двухслойных мишеней сопровождается внедрением атомов отдачи из пленки в подложку и описывается кинетическим уравнением

$$\frac{\partial N(x,t)}{\partial t} = \int L(x,\xi)N(\xi,t)d\xi - N(x,t)\int L(x,\xi)d\xi, \quad (1)$$

где $N(x,t)$ - концентрация атомов отдачи на глубине x после облучения ионами в течение времени t , $L(x,\xi)$ - функция атомного смещения, характеризующая вероятность смещения атома, находящегося на глубине ξ в позицию, находящуюся на глубине x . Интегро-дифференциальное уравнение может быть решено с использованием численных методов, приближения однократного взаимодействия, диффузионного приближения и итерированного приближения Фоккера-Планка. Функция атомного смещения может быть построена с использованием аналитических методов и посредством моделирования процесса методом Монте-Карло. Использование приближенных аналитических методов позволяет построить функцию атомного смещения в гауссовой форме. Однако, как показали более точные расчеты, учитывающие раздельное влияние первичного и каскадного потоков налетающих частиц и Монте-Карло моделирование, форма функции атомного смещения имеет значение коэффициента эксцесса близкое к 100. Резко выраженный пик в функции атомного смещения обусловлен действием каскадных процессов, наличие пологого участка связано с действием первичного потока налетающих ионов. Как показали расчеты, при использовании диффузионного приближения не учитывается вклад далеких смещений в формировании профилей внедренных атомов отдачи. При использовании приближения однократного взаимодействия учитываются далекие смещения, но не учитываются диффузионные эффекты, связанные с близкими смещениями атомов отдачи. Использование численных методов решения и итерированного приближения Фоккера-Планка позволяет учесть как близкие, так и далекие смещения атомов отдачи и позволяет объяснить возникновение хвостовых участков в распределении концентрации внедренных атомов отдачи.

КОНЦЕНТРАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СЕГРЕГАЦИИ ЖЕЛЕЗА ВБЛИЗИ ПОВЕРХНОСТИ СПЛАВОВ V-2, 5, 7 Fe ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ ИОНАМИ V⁺

Г.В. Лысова, Г.А. Биржевой, М.И. Захарова
ГНЦ РФ-ФЭИ имени А.И. Лейпунского, г. Обнинск, Россия

При изучении процесса радиационно-индуцированной сегрегации (РИС) в сплаве V-5Fe после облучения ионами ванадия нами было установлено /1/, что сегрегация железа вблизи поверхности обусловлена более высокой скоростью диффузии атомов Fe по сравнению с атомами V⁺ по междоузельному механизму.

Парциальные коэффициенты диффузии компонентов сплавов зависят от их состава. От концентрации легирующих элементов в сплавах зависит также величина модулей упругости, характеризующих энергию межатомного взаимодействия. Влияние легирования на величину модуля определяется взаимным соотношением между силами связи атомов растворенного элемента и матрицы, с одной стороны, и силами межатомного взаимодействия в решетке матрицы, с другой. Поэтому с помощью концентрационной зависимости модулей упругости можно определить направление изменения сил межатомного взаимодействия и диффузионной подвижности атомов матрицы и примесных атомов в зависимости от содержания примеси. Особенно значительное влияние локальные изменения модулей упругости могут оказать на диффузию атомов по междоузельному механизму.

В настоящей работе представлены результаты исследования сегрегации Fe вблизи свободной поверхности образцов модельных сплавов V-(2, 5, 7) ат.% Fe после облучения ионами V⁺ с энергией 50 кэВ при температуре 30-40°C флюенсами в интервале от 1×10^{19} до 1×10^{21} ион/м² методом рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии. Представлены также результаты измерений с помощью метода крутильного маятника модулей нормальной упругости этих сплавов.

Сделаны оценки степени сегрегации Fe, проанализирована ее зависимость от дозы облучения и концентрации железа в данных сплавах. Показано, что концентрационные зависимости степени сегрегации железа, модулей нормальной упругости сплавов и отношения парциальных коэффициентов диффузии атомов V и Fe имеют немонотонный характер. Установлена корреляция между характером изменения модулей упругости этих сплавов и величины поверхностной сегрегации железа от концентрации в них Fe.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лысова Г.В., Биржевой Г.А. // Поверхность. Рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования, 1999, № 5-6, с. 5.

РАСЧЕТ ЗАВИСИМОСТИ КОЭФФИЦИЕНТА РАСПЫЛЕНИЯ ОТ УГЛА ПАДЕНИЯ ИОНОВ НА МИШЕНЬ

А. И. Толмачев

Средняя школа № 767, г. Москва, Россия

Одной из важных характеристик явления распыления является угловая зависимость коэффициента распыления. При нормальном падении ионов на мишень (угол падения $\theta_0 = 0$) коэффициент распыления принимает минимальное значение. При увеличении угла θ_0 коэффициент распыления растет и при некотором $\theta_0 = \theta_{\max}$ достигает максимума. При дальнейшем увеличении угла θ_0 коэффициент распыления уменьшается до нуля при $\theta_0 = 90^\circ$. Угол θ_{\max} зависит от энергии ионов, комбинации ион – мишень и меняется в пределах $60^\circ \leq \theta_{\max} \leq 85^\circ$. В теории распыления обычно рассматривается либо случай нормального падения ионов на мишень /1,2/, либо случай скользящих углов падения /3/. В настоящей работе построена теория, справедливая во всем диапазоне углов θ_0 . Теория содержит последовательное решение трех задач:

1. Рассчитывается число каскадных атомов, образованных одним первичным ионом, в зависимости от пробега иона в мишени, при этом считается, что сечение рассеяния зависит от переданной энергии по степенному закону.
2. Находится распределение отраженных частиц по пробегам в мишени в зависимости от угла падения, расчет ведется в диффузионном приближении и обобщает известное ранее распределение для скользящих углов.
3. Путем свертки результатов 1 и 2 определяется коэффициент распыления.

В теории присутствуют два параметра – отношение транспортной длины к длине свободного пробега атомов и параметр неупругих потерь энергии. В результате для угловой зависимости коэффициента распыления получается немонотонная кривая с максимумом, положение и высота которого хорошо согласуются с данными компьютерного моделирования и эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фундаментальные и прикладные аспекты распыления твердых тел. Пер. с англ. под ред. Машковой Е. С. – М: «Мир», 1989, с. 349
2. Tolmachev A. I. // NIM B, 1994, v. 93, p. 415.
3. Маринюк В.В., Ремизович В. С. // Тезисы докладов 30-й международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 2000, с. 77

ДИАГНОСТИКА РАЗУПОРЯДОЧЕННОСТИ ПРИПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЕВ КРИСТАЛЛОВ КВАРЦА 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

Исследование физико-химических свойств приповерхностного слоя кварца приобрело значительную актуальность в связи с экологическими проблемами. Было показано, что микронные и субмикронные частицы SiO_2 техногенного происхождения составляют значительную часть наиболее опасных атмосферных аэрозолей /1/. При этом основную опасность представляют не примеси, переносимые аэрозольной частицей, пусть даже токсичные, а наличие в её оболочке болтающихся связей и других поверхностных дефектов, наследующих структуру матричного материала. В настоящей работе серия образцов природного кварца с разной исходной структурой, подвергнутых идентичной механической обработке, исследуется методом МСВИ (Cameca ims-4f, O_2^+ , 10,5 кэВ). Для сравнения, в качестве эталонных образцов, нами использовались плёнки SiO_2 и SiO_x на кремнии. Последние имели переменный состав и структуру, а их масс-спектры были хорошо заранее изучены /2, 3/. Послойный анализ показал, что каждый образец обработанного кварца отличается специфическим приповерхностным слоем конечной толщины, в пределах которого масс-спектр вторичных ионов Si_nO_m^+ претерпевает заметные изменения. В нашем случае, кроме механически нарушенного слоя при ионном распылении SiO_2 , возникает слой /3/, возмущенный ионной бомбардировкой. Он состоит из тетраэдров типа $\text{Si}_{4-k}\text{O}_k$ ($k=0\dots 4$), болтающихся связей $\equiv\text{Si}-\text{O}$, перекисных комплексов и нано-включений кремния. Тем не менее, как в переходном, так и установившемся режимах распыления, масс-спектр оказывается своеобразным «отпечатком пальца», позволяющим однозначно идентифицировать каждый из образцов. Последнее означает, что процессы образования как механических, так и радиационно-стимулированных дефектов чувствительны к исходной структуре кварца. Полученные экспериментальные данные сопоставляются с результатами компьютерного моделирования эволюции радиационных дефектов в механически нарушенном слое SiO_2 при его послойном анализе. Это позволило объяснить особенности наблюдаемых масс-спектров и их связь со структурой исходного и разупорядоченного кварца. Обсуждаются также некоторые аспекты зависимости свойств аэрозольных частиц от свойств исходной матрицы SiO_2 .

ЛИТЕРАТУРА

1. Richards R. //Mineralogical Magazine, 2003, v. 67, p. 129.
2. Romanova G.Ph., Efremov A.A., Didenko P.I. //Proc. VI Int. Conf. (SIMS). Chichester: Willey, 1988, p. 335.
3. Ефремов А.А., Романова Г.Ф. // В сб. Материалы IX Всес. конф. ВАЧТТ-IX. – М.: изд. ГКНО СССР, МИФИ, 1989, т. I, ч. 2, с. 265.

Секция IV

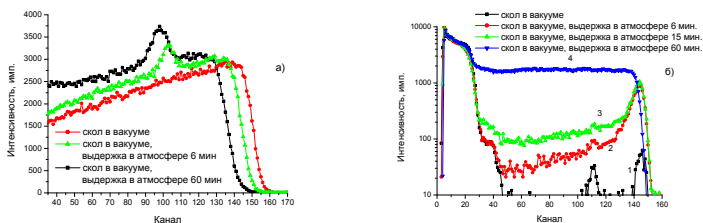
МОДИФИКАЦИЯ И АНАЛИЗ ПОВЕРХНОСТИ

МОДИФИКАЦИЯ ПОВЕРХНОСТИ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ДЕЙТЕРИДА ЛИТИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С АТМОСФЕРОЙ

Г.И.Пилипенко, Ф.Г.Нешов, О.В.Рябухин, Н.Е.Порывай
Уральский государственный технический университет – УПИ,
г. Екатеринбург, Россия

В работе изучались процессы взаимодействия газов атмосферы с поверхностью монокристаллического дейтерида лития. Поверхность дейтерида лития готовилась путем скола непосредственно в экспериментальной камере ускорителя по плоскостям спайности (100) в вакууме $1.33 \cdot 10^{-3}$ Па. Взаимодействие с атмосферой в течение определенного времени осуществлялось путем напуска атмосферы в экспериментальную камеру. Состояние поверхности до и после взаимодействия с атмосферой изучалось по спектрам обратного резерфордовского рассеяния (РОР) и ядер отдачи (ЯО) дейтерия и водорода. Использовались ионы ${}^3\text{He}^+$ с энергией 3 Мэв. Спектры обратного резерфордовского рассеяния регистрировались под углом 135° , ядер отдачи – под углом 20° .

Анализ результатов показывает, что наибольшую реакционную способность из газов атмосферы проявляют молекулы воды. Из спектров ЯО - (а) и РОР - (б) (см. рис.) от дейтерида лития при различных временах выдержки в атмосфере можно сделать вывод, что после взаимодействия с атмосферой поверхность монокристалла дейтерида лития полностью покрыта гидроксильными группами ОН, которые образуются при диссоциативной адсорбции молекул воды, содержащейся в атмосфере.



Результаты эксперимента объясняются на основе модели диссоциативной адсорбции /1/. Потеря ионов дейтерия поверхностью кристалла LiD вызвано, вероятно, вторичными реакциями взаимодействия протона, являющегося компонентом диссоциации воды, с ионами дейтерия и образования молекул DH, которые испаряются с поверхности кристалла.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нешов Ф.Г., Пилипенко Г.И., Рябухин О.В., Патрушев П.П. Исследование реакционной способности свежего скола монокристаллов LiH методом резерфордовского обратного рассеяния // "Поверхность", №8, 2005, с. 97-101.

ИОННАЯ МОДИФИКАЦИЯ ОКОЛОЗВЕЗДНОЙ И МЕЖПЛАНЕТНОЙ ПЫЛИ – ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

С.Н. Шилобрева¹⁾, Л.Л. Кашкаров¹⁾, М.Ю. Барабаненков²⁾,
А.Н. Пустовит²⁾, В.И. Зиненко²⁾, Ю.А. Агафонов²⁾

¹⁾Институт геохимии и аналитической химии им. В.И. Вернадского
РАН, Москва, Россия

²⁾Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых мате-
риалов РАН, г. Черноголовка, Россия

Радиационное воздействие и нагрев вещества в космическом пространстве приводят к структурным и химическим изменениям околозвёздной и межпланетной пыли, в состав которой входят силикаты, находящиеся в кристаллическом и аморфном состоянии. Исследование влияния ионизирующего излучения, как одного из возможных механизмов химического и фазового фракционирования частиц околозвёздной и межпланетной пыли, получило в последние годы широкое развитие.

В данной работе с использованием электростатического ускорителя экспериментально изучена модификация кристаллов оливина под воздействием пучка дейтронов (с энергией 1,425 МэВ), а также проведено исследование радиационно-стимулированного перераспределения атомов железа, предварительно имплантированных в кварц, вызванного повторным облучением кварца ускоренными протонами при температурах, моделирующих реальные условия космического пространства. Получены данные о разрушении оливина и последующей десорбции атомов основных элементов (Mg и Fe) при дозах дейтронов значительно ниже порога аморфизации. В работе впервые представлены экспериментальные данные о стимулированной миграции атомов железа в кварце со случайно распределенными неоднородностями, инициированной радиационно-термическими воздействиями.

Этими экспериментами показана возможность моделирования процессов модификации минеральных фаз, а также миграции элементов в этих фазах под воздействием ионизирующих излучений, происходящих в космическом пространстве.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, проект 04-05-64930

РОЛЬ ЗЕРНОГРАНИЧНОЙ ДИФфуЗИИ В ФОРМИРОВАНИИ КОНЦЕНТРАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ ПРИ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ВОЗДЕЙСТВИЯХ ИОННЫМИ ПУЧКАМИ

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

При обработке металлических материалов непрерывными и импульсными пучками заряженных частиц наблюдается аномальное ускорение процессов массопереноса. Например, при определенных условиях импульсного облучения эффективный коэффициент диффузии может оказаться на 3-4 порядка больше, чем в жидком состоянии материала. В литературе отсутствует однозначное объяснение этого явления. В настоящей работе построена математическая модель переноса вещества в металлических материалах, подвергаемых воздействиям пучками заряженных частиц, в которой наряду с объемной диффузией под действием градиентов концентрации, температуры и давления учитывается диффузия по мигрирующим границам зерен, взаимодействующим с примесью. При импульсной обработке мощными пучками может наблюдаться плавление материала, поэтому дополнительно учитывается диффузия в жидкой фазе, а также распыление поверхности. Анализируя экспериментальные данные по миграции примесных атомов в различных металлических системах при мощном импульсном воздействии пучком ионов, установлено, что до плавления образца вклад в итоговый концентрационный профиль дает на уровне ~50% – прямая объемная диффузия, 15% – диффузия по неподвижным протяженным дефектам, 35% – диффузия по мигрирующим границам зерен (или дислокационным трубкам), благодаря которой формируются длиннопробежные "хвосты". При непрерывном воздействии (режим ионной имплантации) вклад зернограничной диффузии составляет примерно 20%. Оценена роль бародиффузии в формировании концентрационных профилей. Если градиент давления во фронте волны напряжения (термоупругой или динамической) оказывается больше $5 \cdot 10^9$ ГПа/м, то становится существенным эффект увлечения вглубь металлического образца межузельных атомов фронтом такой волны. Из сопоставления модельных расчетов с экспериментом объяснены особенности переноса вещества при многократных импульсных воздействиях. Построенная модель массопереноса может быть применена для предсказания концентрационных профилей перераспределенных примесных атомов не только после облучения металлических материалов пучками заряженных частиц, но и при других видах энергетических воздействий на поверхность твердых тел.

ПОВРЕЖДЕНИЕ НЕОРГАНИЧЕСКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ МОЩНЫМ ИОННЫМ ПУЧКОМ НАНОСЕКУНДНОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ

В.С. Ковивчак, Т.В. Панова, Г.И. Геринг
Омский государственный университет, Омск, Россия

Мощные ионные пучки (МИП) являются перспективным средством для модификации свойств поверхностных слоев различных классов твердых тел. Однако практическое применение этих пучков в значительной степени сдерживается отсутствием знания механизмов и основных закономерностей процессов взаимодействия МИП с веществом, что необходимо для оптимизации режимов модификации свойств различных материалов с помощью МИП. Важную роль в процессе поверхностной модификации играют возникающие при таком воздействии динамические и квазистатические механические напряжения. Исследование влияния этих напряжений на поверхностные слои, обрабатываемых МИП материалов, наиболее просто выполнять на оптически прозрачных материалах, к которым относятся неорганические диэлектрики.

В настоящей работе исследовано влияние этих термических напряжений на поверхностные слои неорганических диэлектриков (натрий-силикатное стекло, щелочно-ионные кристаллы). Облучение проводилось на ускорителе “Темп” протон-углеродным пучком (30% H^+ и 70% C^{n+}) со следующими параметрами: $E_{max} = 300$ КэВ, $j \leq 150$ А/см², $\tau_b = 50$ нс. В экспериментах варьировались средняя плотность тока и число импульсов облучения. Толщина образцов была значительно больше проективного пробега ионов пучка в исследуемых материалах. Морфологию поверхности и приповерхностного слоя облученных материалов исследовали методами оптической микроскопии на микроскопах “Neophot-2” и “Биолам”.

При облучении МИП с плотностью тока свыше ~ 70 А/см² наблюдаются очаги разрушения стекол и щелочно-галоидных кристаллов в виде трещин, параллельных поверхности облучения. При исследовании этих трещин в отраженном свете в оптическом микроскопе на них наблюдается интерференционная картина. В зависимости от облучаемого материала интерференционная картина имеет вид либо колец Ньютона, либо параллельных полос. Это свидетельствует о том, что разрушенные фрагменты различным образом изгибаются в сторону воздействия МИП. Рассмотрены возможные причины различной формы изгиба фрагментов. По измерению радиуса колец Ньютона вычислены радиусы кривизны изогнутых фрагментов в зависимости от типа облучаемого материала, плотности ионного тока и числа импульсов облучения. Результаты, полученные для случая многоимпульсного облучения, рассмотрены с точки зрения уменьшения отвода тепла в глубь образца из-за отслоения фрагмента.

ФОРМИРОВАНИЕ КАПЕЛЬНОЙ ФАЗЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНОГО ИОННОГО ПУЧКА НА СТРУКТУРУ «ТОНКАЯ ПРОВОДЯЩАЯ ПЛЕНКА-ДИЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПОДЛОЖКА»

В.С. Ковивчак, Т.В. Панова, Р.Б. Бурлаков, Г.И. Геринг
Омский государственный университет, Омск, Россия

Модификация поверхностных свойств различных материалов путем нанесения на них тонкой пленки с последующим ее облучением мощным ионным пучком (МИП) имеет большие перспективы в различных областях промышленности. Однако до настоящего времени нет достоверных представлений об основных закономерностях процесса взаимодействия МИП с такой системой, что сдерживает применение подобной технологии модификации. Существенное влияние на свойства модифицированной таким образом поверхности оказывает поведение расплава материала пленки после окончания воздействия МИП. Наиболее удобно проводить исследование этого поведения на модельных системах, какими являются системы «тонкая проводящая пленка – диэлектрическая подложка».

В настоящей работе проведено исследование состояния поверхности тонкой проводящей пленки нанесенной на диэлектрическую подложку после воздействия мощного ионного пучка. Исследовались тонкие (0,1 – 1 мкм) пленки Al, Cu, Si, Ge, Ti, нанесенные методом термического испарения в вакууме на различные диэлектрические подложки (натрий-силикатное стекло, плавленную двуокись кремния, поликор, ситалл).

Облучение проводилось на ускорителе “Темп” протон-углеродным пучком (30% H^+ и 70% C^{n+}) со следующими параметрами: $E_{max}=300$ КэВ, $j \leq 150$ А/см², $\tau_b = 50$ нс. В экспериментах варьировались средняя плотность тока и число импульсов облучения, условия осаждения облучаемой пленки. Толщина пленки не превышала проективного пробега наиболее легкой компоненты пучка (протонов), а толщина диэлектрической подложки была значительно больше этого проективного пробега. Морфологию поверхности облученных материалов исследовали на атомно-силовом микроскопе “Solver Pro”, а также методами оптической микроскопии на микроскопах “Neophot-2” и “Биолам”.

Обнаружено, что облучение МИП с плотностью тока выше ~60 А/см² приводит к образованию из расплава материала пленки отдельных капель, высота которых может существенно превосходить толщину исходной пленки. Размер капель, распределение по размерам, их плотность на подложке зависит не только от термодинамических параметров материала пленки, но и ее толщины, а также адгезии пленки к диэлектрической подложке. Для пленок с большей величиной адгезионной связи с подложкой при воздействии МИП характерно образование капель меньших размеров. Рассмотрены механизмы образования капель при плавлении МИП проводящей пленки на диэлектрической подложке.

ВЛИЯНИЕ СОСТАВА ПОТОКА КОМПРЕССИОННОЙ ПЛАЗМЫ НА СТРУКТУРУ ЛЕГИРОВАННОГО ЦИРКОНИЕМ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ УГЛЕРОДИСТОЙ СТАЛИ

В.В. Углов¹⁾, В.М. Анищик¹⁾, Н.Н. Черенда¹⁾, Е.К. Стальмошенок¹⁾,
Н.С. Тарасюк¹⁾, В.М. Асташинский²⁾, А.М. Кузьмицкий²⁾, А.В. Ковязо²⁾

¹⁾Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

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

В настоящее время перспективным направлением в развитии физики поверхности и модификации материалов является поверхностная обработка, основанная на использовании концентрированных потоков энергии (КПЭ). В качестве КПЭ эффективно применяются компрессионные плазменные потоки (КПП), генерируемые квазистационарными плазменными ускорителями. Взаимодействие потоков компрессионной плазмы с твердым телом приводит к модификации его структурно-фазового состояния и созданию приповерхностных слоев с высокими физико-механическими свойствами. КПП характеризуются относительно большой длительностью существования (~100 мкс) и высокой скоростью частиц плазмы, что позволяет эффективно проводить жидкофазное перемешивание системы покрытие-подложка с целью формирования глубоких (10-20 мкм) слоев, легированных компонентами покрытия. Данный подход был использован для легирования цирконием поверхностного слоя низкоуглеродистой стали 3. Покрытие циркония толщиной ~2.3 мкм наносили на образцы методом вакуумно-дугового осаждения. Обработка КПП выполнялась при плотности энергии 10-15 Дж/см², используя как азот, так и водород в качестве плазмообразующего газа. Целью работы являлось выявление особенностей изменения микроструктуры, структурно-фазового состояния, элементного состава, микротвердости и износостойкости поверхностных слоев углеродистой стали, легированных цирконием под действием КПП, полученных в атмосфере азота и водорода.

Установлено, что в обоих случаях обработки воздействие КПП приводит к формированию модифицированного слоя толщиной 10-15 мкм, содержащего цирконий и твердые растворы на основе α - и γ -железа. При использовании азота, как рабочего вещества плазмы имеет место его внедрение с образованием нитрида циркония. Значение микротвердости зависит от состава плазмы: степень упрочнения при обработке в атмосфере азота больше чем водорода. Такая же закономерность наблюдается для величины коэффициента трения (наименьшее значение в случае использования азота), что связано с различным структурно-фазовым состоянием перемешанного слоя.

РОЛЬ ВОДОРОДА В ПРОЦЕССАХ ПОГЛОЩЕНИЯ ЭНЕРГИИ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ СИСТЕМОЙ МЕТАЛЛ-ВОДОРОД

И.П. Чернов, Ю.М. Коротеев, О.В. Гимранова
Томский политехнический университет, г. Томск

В настоящее время имеются экспериментальные данные о радиационно-стимулированной миграции и десорбции водорода, в том числе и в атомарном (неравновесном) виде, из металлов под действием электронного, рентгеновского и гамма-облучения /1,2/ в широком диапазоне температур. Такое поведение водорода обусловлено его способностью поглощать и аккумулировать энергию, ионизирующего излучения на время, достаточное для совершения нескольких актов перемещения из своего первоначального положения/1,2/. Однако никаких микроскопических механизмов этого явления до настоящего времени не предложено. Поскольку описанное выше явление имеет определенный научный и практический интерес, разработка таких механизмов представляется актуальной. Ставя перед собой задачу создания микроскопической модели этого явления, вначале мы попытались выяснить, как влияет присутствие водорода в решетке металла на поглощение энергии внешнего радиационного воздействия системой металл-водород.

Для ответа на поставленный вопрос необходима детальная информация об электронной и атомной структуре исследуемой системы металл-водород. Имея это в виду, в рамках теории функционала плотности линеаризованным методом присоединенных плоских волн выполнены самосогласованные расчеты электронной структуры систем Pd-H и Ti-H, а также чистых Pd и Ti. Проведена оптимизация постоянной решетки для случаев различного положения атомов водорода в решетке металла. Используя полученные данные, выполнен расчет плотности электронных состояний DOS(E), дисперсионных кривых $E(\mathbf{k})$, распределения зарядовой плотности и мнимой части диэлектрической функции $\epsilon_2(\omega)$. Из анализа результатов, полученных для $\epsilon_2(\omega)$ следует, что при растворении водорода в Pd и Ti увеличивается способность электронной подсистемы металла поглощать энергию ионизирующего излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тюрин Ю.И., Чернов И.П. Аккумулирующие свойства водорода в твёрдом теле. – М.: Энергоатомиздат. 2000, с. 286.
2. Тюрин Ю.И., Чернов И.П. // Известия АН, сер. физ., 2002, т.66, № 4, с. 593-598

ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОЙ ЗАРЯДОВОЙ БИСТАБАЛЬНОСТИ ВОДОРОДНОГО ДЕФЕКТА H_2^*

Г.П.Похил¹⁾, В.П.Попов²⁾, М.А. Ильницкий²⁾, В.Б.Фридман¹⁾,
Н.Г.Чеченин¹⁾

¹⁾НИИЯФ МГУ, Москва, Россия,

²⁾ИФП СО РАН, г. Новосибирск, Россия

С точки зрения неустойчивости работы элементов памяти DRAM наиболее слабым местом является полевой транзистор. В запертом состоянии в канале штатно работающего транзистора количество носителей должно быть как минимум в 10^6 раз меньше, чем в открытом состоянии. В предпороговой области напряжения затвора плотность заряда свободных носителей экспоненциально зависит от величины поверхностного потенциала на границе Si-SiO₂:

$$Q_n \sim \exp \{ e\Phi_s/kT \},$$

где Φ_s – поверхностный потенциал, e – элементарный заряд, kT – температура.

Один элементарный заряд на расстоянии ~ 1 нм изменяет потенциал на величину ~ 1 В. Из этой простой оценки следует, что наличие бистабильного дефекта, изменяющего свой заряд на $1e$, может катастрофическим образом менять проводимость закрытого канала полевого транзистора, имеющего ультра малую длину канала (~ 100 нм).

Мы полагаем, что в качестве таких критических дефектов могут выступать водородные дефекты. Водородные дефекты широко исследуются в литературе. Но это либо теоретические исследования, либо эксперименты, основанные на косвенных свидетельствах о структуре дефекта. Логика проводимого нами исследования состоит в следующем. Мы используем прямой метод наблюдения положения атомов водорода в элементарной ячейке кристалла кремния. Это метод ядер отдачи в сочетании с каналированием, который был развит в нашей лаборатории. Используя как основу наше знание положения атома водорода в ячейке, мы расчетным образом находим релаксацию ближайших атомов кремния и изучаем устойчивость полученной конфигурации при изменении заряда дефекта. В настоящей работе докладываются первые результаты, полученные по описанной схеме.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ НИШ – 5365.2006.2 для ведущих научных школ.

ИОННО-СТИМУЛИРОВАННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛЕНКАХ НИКЕЛЯ НА АЛЮМИНИЕВОЙ ПОДЛОЖКЕ

В.И.Бачурин¹⁾, С.А.Кривелевич²⁾

¹⁾Ярославский государственный технический университет,
г. Ярославль, Россия

²⁾Институт микроэлектроники и информатики РАН, Москва Россия

При взаимодействии высокоэнергетичных ионов с тонкопленочными объектами на границе пленка-подложка происходит перемешивание атомов, приводящее к формированию метастабильных и стабильных соединений. Нагрев облучаемых образцов ведет к интенсификации процессов перемешивания вследствие радиационно-стимулированной диффузии (РСД) при температурах выше критической T_0 , величина которой определяется энергиями связи атомов пленки и подложки /1/.

Эксперименты по облучению пленок Ni толщиной 80, 120 и 200 нм, напыленных на Al фольгу, ионами 80 кэВ Ag^+ проводились на установке, /2/. Бомбардировка пленок с дозами до 10^{17} ион/см² осуществлялась по нормали к поверхности, при температурах 20-380°C. *In situ* проводился RBS анализ облученных и необлученных областей образцов. Геометрия анализа позволяла получать разрешение по глубине не хуже, чем 2 нм.

Анализ необлученных пленок показал, что диффузия Al в пленку и образование Ni_xAl_y соединений начинается при температурах выше 400°C. Облучение образцов при $T < 300$ °C не приводит к заметной взаимной диффузии атомов пленки и подложки. При $T \geq 300$ °C в приповерхностном слое наблюдаются концентрации Ni и Al, соответствующие различным фазам интерметаллического соединения Ni_xAl_y , для всех исследованных образцов. При этом состав и толщина формируемого соединения зависит от температуры и толщины исходной пленки. Проективный пробег ионов Ag^+ 80 кэВ в никеле составляет около 50 нм и с учетом распыления ионы будут достигать границы пленка-подложка при дозах близких к 10^{17} ион/см² для пленок толщиной 80 нм. Характер температурной зависимости количества Al, оказавшегося в слое Ni, для таких образцов предполагает участие механизма радиационно-стимулированной диффузии (РСД) в ионном перемешивании. Значения критической температуры для РСД и энергия активации по результатам составляют 230 °C и 0.6 эВ, что неплохо согласуется с данными работы /2/. Однако, то обстоятельство, что процессы перемешивания наблюдаются и в пленках Ni толщиной 120 и 200 нм, по-видимому, может быть связано и с эффектами дальнего действия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Cheng Y.T., Simko S.J., Militello M.S. et al // NIM B, 1992, v. 48. p. 38
2. Marton D., Fine J., Chambers G.P. // Phys.Rev.Lett. 1988, v. 61. p. 2697

СТРУКТУРА МЕТАЛЛСОДЕРЖАЩИХ (Ti, W) ПОКРЫТИЙ, НАНЕСЕННЫХ НА КРЕМНИЙ В УСЛОВИЯХ ИОННОГО АССИСТИРОВАНИЯ

И.С. Ташлыков¹⁾, О.Г. Бобрович²⁾, О.М. Михалкович¹⁾

¹⁾Белорусский государственный педагогический университет имени
Максима Танка, Минск, Беларусь

²⁾Белорусский государственный технологический университет,
Минск, Беларусь

В данной работе металлсодержащее (Ti, W) покрытие наносилось на пластины (111) Si в условиях ассистирования ионами осаждаемого металла (Ti^+ , W^+) при ускоряющих напряжениях 5, 7 и 15 кВ. Для этого использовали резонансный ионный источник вакуумной электродуговой плазмы, который одновременно генерирует как нейтральный поток, так и ионный поток частиц осаждаемого металла. Давление в вакуумной камере в процессе осаждения покрытий составлял $\sim 10^{-2}$ Па, а скорость осаждения покрытий в разных опытах была $\sim 0,16 \div 0,45$ нм/мин.

Анализ состава и структуры покрытия выполнен с использованием методов РОР, просвечивающей электронной микроскопии и дифракции. Топография поверхности покрытий контролировалась методами растровой электронной и атомно-силовой микроскопии.

Установлено, что при ионно-ассистированном нанесении Ti металлсодержащее покрытие имеет два слоя. Слой силицидов ($TiSi$ и $TiSi_2$) расположен на подложке (111) Si с размером зерен $\sim 50 \div 100$ нм. На поверхности силицидного слоя формируется тонкий слой карбидов и оксидов осаждаемого металла с размером зерен $\sim 10 \div 30$ нм. В частности, анализ дифракционной картины, позволил идентифицировать TiC и TiO_2 . Установлено также, что в покрытии имеется свободный титан. В случае ионно-ассистированного нанесения W металлсодержащее покрытие содержит области скопления силицидов и оксидов металла W, размер которых $\sim 5 \div 10$ нм. Аморфные кольца, присутствующие на дифракционной картине, характерны как для силицидов W (W_3Si , W_5Si_3 , WSi_2), так и для оксида вольфрама (WO_2). Наряду с образованием силицидов, карбидов и оксидов при ионно-ассистированном нанесении покрытий наблюдается аморфизация поверхностного слоя кремниевой подложки.

Формируемые покрытия имеют однородный состав, как по поверхности, так и по толщине металлсодержащего покрытия. Анализ микрофотографий поверхности кремния указывает наличие капельной фракции осаждаемого металла. Концентрация и размер капель зависят от типа осаждаемого металла и условий нанесения металлсодержащего покрытия, которые заметно уменьшаются с увеличением расстояния между подложкой и ионным источником.

ВЛИЯНИЕ СТЕХИОМЕТРИИ И ФАЗОВОГО СОСТАВА ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СЛОЕВ Ni-Si НА ИХ ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА В МДП-СТРУКТУРАХ Ni-Si/HfO₂/Si

П.Н. Черных¹⁾, Ю.Ю. Лебединский²⁾, А.В. Зенкевич²⁾,
В.С. Куликаускас¹⁾

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

²⁾Московский инженерно-физический институт, Москва, Россия

На протяжении последних 30 лет развитие микроэлектроники в мире обеспечивалось совершенствованием приборов на комплементарных структурах металл-диэлектрик-полупроводник (КМОП-технологии), а те, в свою очередь - постоянным уменьшением линейных размеров полевого транзистора – базового элемента интегральных микросхем. Однако, в ближайшие несколько лет уменьшение толщины SiO₂ подойдёт к фундаментальному пределу (~1.5нм), и необходим новый материал для подзатворного диэлектрика с более высоким ϵ , так чтобы физически более толстые слои, обеспечивая низкие токи утечки, обладали ещё меньшей «эквивалентной» толщиной.

Одновременно, при сохранении темпов масштабирования, обостряются проблемы, связанные с использованием сильнолегированного поли-Si в качестве материала затвора КМОП-транзисторов. В качестве альтернативного подхода рассматривается переход на металлические затворы. Одним из перспективных материалов для металлических затворов являются слои силицидов Ni различной стехиометрии.

В настоящей работе приводятся некоторые результаты экспериментального исследования возможности использования новых материалов в МДП-структурах, в частности, влияние состава тонкопленочных соосажденных нестехиометрических слоев силицидов никеля, выращенных на подложках HfO₂/Si(100), на электрофизические свойства МДП-структуры. Для осаждения сверхтонких пленок Ni-Si на подложку из HfO₂/Si использовался метод импульсного лазерного осаждения. Для определения сплошности растущего слоя силицида и элементного состава на поверхности использовался метод спектроскопии рассеяния медленных ионов. Стехиометрия слоев силицидов измерялась методом РОР, а методом РФЭС и измерением вольт-фарядных характеристик исследовались электрофизические свойства выращенных структур.

Представленные данные о зависимости энергии связи остовных электронов Ni2p в силициде от элементного состава позволяют заключить, что основной вклад в изменение энергии связи составляет изменение работы выхода (уровня Ферми) силицида никеля. Значения работы выхода для NiSi_x различного состава, измеренные с помощью РФЭС, коррелируют с данными C-V измерений.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ НШ – 5365.2006.2 для ведущих научных школ.

ПРИМЕНЕНИЕ СПЕКТРОМЕТРИИ ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ МИКРОДУГОВОГО ОКСИДИРОВАНИЯ КОНДЕНСАТОРНОЙ ФОЛЬГИ

А.М. Борисов¹⁾, К.Е. Кирикова¹⁾, В.С. Куликаускас²⁾,
Е.А. Романовский²⁾, М.В. Серков²⁾, А.С. Узбяков²⁾, А.В. Эпельфельд¹⁾
¹⁾ФГОУВПО «МАТИ» - Российский государственный технологический
университет им. К.Э.Циолковского, Москва, Россия
²⁾НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Исследование систем с высокоразвитой поверхностью на нано- и микроуровне демонстрирует их необычные физические свойства: сверхпроводимость, снижение температуры плавления, изменение теплоемкости, удельной электрической емкости и магнитных свойств, что позволяет говорить о возможности создания принципиально новых накопителей и преобразователей энергии с удельными характеристиками, на порядки превышающими существующие. Для создания таких накопителей энергии предложено использовать микродуговое оксидирование (МДО) для получения анодов высоковольтных электролитических конденсаторов. С целью снижения шероховатости исходной поверхности, перед формированием оксида на фольге необходимо создавать эпитаксиальный слой с толщиной около одного микрометра.

В работе исследование оксидированных образцов алюминиевой фольги проводили на ускорителях НИИЯФ МГУ. Для спектроскопии ядерного обратного рассеяния (ЯОР) использовали пучки протонов циклотрона и электростатического генератора энергии ЭГ-8 энергии 7,6 и 2 МэВ, соответственно. Спектроскопию резерфордовского обратного рассеяния (РОР) α -частиц энергии 2 МэВ проводили на спектроскопическом комплексе электростатического генератора. Анализ спектров РОР и ЯОР позволил получить концентрационные кривые распределения элементов по толщине покрытия. Установлено, что МДО-покрытия имеют сложную структуру, в которой можно выделить два слоя. Верхний слой полностью состоит из оксида алюминия, тогда как нижний слой — из смеси оксида алюминия и самого алюминия. Полученные результаты обсуждаются в рамках существующих моделей механизма МДО /1/.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ НШ – 5365.2006.2 для ведущих научных школ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Суминов И.В., Эпельфельд А.В., Людин В.Б., Крит Б.Л., Борисов А.М. Микродуговое оксидирование – М.: ЭКОМЕТ, 2005. – 368 с.

ПРИМЕНЕНИЕ СПЕКТРОМЕТРИИ ЯДЕРНОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ ЭНЕРГИИ 6-8 МЭВ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ БОРА В МАТЕРИАЛАХ

А.М. Борисов, В.Г.Востриков, Е.А.Романовский, М.В.Серков
НИИЯФ МГУ, Москва, Россия

Спектрометрия ядерного обратного рассеяния (ЯОР) протонов энергии 2-8 МэВ, обладая повышенной чувствительностью к легким элементам, является эффективным методом для решения многих задач современного материаловедения (нанесения защитных покрытий на поверхности конструкционных материалов, химико-термической обработки металлов и сплавов, проблем диффузии в конструкционные материалы и др.) /1/. Аналитическое применение метода ЯОР для исследования бора в материалах сдерживается в настоящее время отсутствием данных о функции возбуждения для ядер бора. Настоящая работа посвящена получению ядерно-физических данных для бора, необходимых для расширения аналитических возможностей метода ЯОР протонов энергии 6-8 МэВ.

Спектрометрию ЯОР протонов энергии 7.6 МэВ проводили на циклотроне НИИЯФ МГУ. Пучок протонов направляли по нормали к поверхности исследуемых мишеней. Обратное рассеянные на угол 160° частицы регистрировали поверхностно-барьерным полупроводниковым детектором. Для измерения энергетической зависимости сечения ядерного обратного рассеяния протонов ядрами бора измеряли спектры ЯОР для образцов диборида циркония и циркония. Парциальный спектр ЯОР для бора (разностный спектр бора, полученный из спектра двухкомпонентной мишени ZrB_2 и спектра Zr) использовали для получения энергетической зависимости $\sigma(E)$ в относительных единицах. Для получения абсолютных значений $\sigma(E)$ использовали нормировочный множитель, который определяли с использованием зависимости $\sigma(E)$ для Zr . Компьютерное моделирование спектров ЯОР для ZrB_2 и карбида бора с использованием полученной для бора зависимости $\sigma(E)$ показало хорошее согласие расчетных спектров с экспериментально измеренными спектрами ЯОР для образцов диборида циркония и графитовой мишени с покрытием из карбида бора толщины около 100 мкм.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ НШ – 5365.2006.2 для ведущих научных школ

ЛИТЕРАТУРА

1. Романовский Е.А., Беспалова О.В., Борисов А.М. и др.// Физика и химия обработки материалов. 1998, №3, с.62

ИССЛЕДОВАНИЕ КАЛЬЦИЙ - ФОСФАТНЫХ ТОНКИХ ПОКРЫТИЙ МЕТОДОМ РЕЗЕРФОРДОВСКОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

В.Ф.Пичугин, Р.А. Сурменев, С.И. Твердохлебов,
Е.В. Шестериков, Е.В. Ещенко, В.В. Сохорева¹⁾

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

¹⁾ФГНУ НИИЯФ, г. Томск, Россия

В настоящее время активно ведутся работы по созданию нового класса бионеорганических материалов на базе фосфатов кальция $\text{Ca}_{10}(\text{PO}_4)_6(\text{OH})_2$, которые относятся к группе естественных метаболитов кости, поэтому высокобиосовместимы и в которых отношение содержания кальция к фосфору $C_{\text{Ca}}/C_{\text{P}} = 1,67$. Это отношение является важным параметром, определяющим биологические свойства материала.

Целью настоящей работы является исследование методом резерфордского обратного рассеяния (РОР) элементного состава тонких кальций - фосфатных пленок, осажденных из плазмы высокочастотного магнетронного разряда. В качестве подложки использовался титан.

Исследования проводились на ускорителе ФГНУ «НИИ ядерной физики» (Томск) ЭСГ-2,5 МэВ. В качестве анализирующего пучка был использован пучок гелия-4 с энергией 1,7 МэВ, при угле рассеяния $\Theta = 175^\circ$ и полном энергетическом разрешении спектрометра < 11 кэВ. Профили концентрации элементов, содержащихся в покрытии, их распределение извлекались из энергетических спектров РОР машинным моделированием. Для повышения точности результатов исследования использовался внутренний монитор – выход рассеяния от атомов подложки.

Результаты исследования показывают наличие Са Р и О в покрытии. Среднее содержание элементов по глубине: Са – $45,4 \pm 1,1$ ат%, Р – $3,6 \pm 0,5$ ат%, О – $41,1 \pm 0,7$ ат%, концентрация элементов по глубине покрытия практически постоянна. При сканировании пленки анализирующим пучком, в спектрах обратного рассеяния на некоторых образцах наблюдается выход титана на поверхность пленок, что свидетельствует о том, что покрытия, толщиной, менее 200 нм оказались не сплошными. Отношение содержания кальция к фосфору $C_{\text{Ca}}/C_{\text{P}}$ зависит от режимов напыления и варьируется в интервале 1,7 – 4,0. Результаты, полученные методом РОР, находятся в хорошем согласии с результатами, полученными методами вторичной ионной масс спектрометрии (ВМИС) и электронной оже-спектроскопии (ЭОС).

Исследования показали, что метод РОР является весьма информативным при анализе тонких биосовместимых кальций - фосфатных покрытий.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ СЛОЖНЫХ МАТЕРИАЛОВ, ПОЛУЧЕННЫХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ПЛОТНОЙ КОМПРЕССИОННОЙ ПЛАЗМЫ (ТЕОРИЯ ПЕРКОЛЯЦИИ И МЕТОД РЕНОРМГРУППЫ)

Н.Т. Квасов¹⁾, В.В. Углов²⁾, А.В. Пунько¹⁾

¹⁾ Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники, Минск, Беларусь

²⁾ Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Путем воздействия плотной компрессионной плазмой на систему металл-кремний получены сложные материалы, расчет макроскопических физических свойств которых представляется сложным, поскольку микроскопическая структура вещества часто неизвестна.

В работе предпринята попытка расчета упругих и тепловых свойств таких материалов в общем виде. Используются идеи теории перколяции, в соответствии с которыми структура вещества представляется самоподобной, что позволяет итеративно осуществлять изменение масштаба, как и в ходе ренормгруппового преобразования. Макроскопические физические свойства при этом рассчитываются также итеративно по формулам Хашина.

Использованный подход также позволил рассчитать критические индексы в области критической точки пространственного преобразования.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. D. Stauffer, A. Aharony //Introduction to Percolation Theory. Taylor & Francis, London, 1992.

МИКРОСТРУКТУРА БЫСТРО ЗАТВЕРДЕВШИХ ФОЛЬГ СПЛАВОВ Al-V

И.И. Ташлыкова-Бушкевич¹⁾, В.Г. Шепелевич²⁾, Е.Ю. Неумержицкая²⁾

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

²⁾Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

Известно, что высокие степени переохлаждения при сверхбыстрой закалке из расплава позволяют разрабатывать для автомобильной и космической промышленности алюминиевые сплавы, которые характеризуются низкой плотностью и улучшенными механическими свойствами. Нами ранее было обнаружено, что в тонком (0,02-0,03 мкм) приповерхностном слое быстрозатвердевших (БЗ) фольг бинарных слаболегированных сплавов Al-Fe; Cu; Co, Ni, Ge; Sb содержание легирующих элементов повышено, при этом в поверхностном слое (толщиной до 1.2 мкм) фольг содержание компонентов возрастает с глубиной /1, 2/. Все изученные системы сплавов имели эвтектические равновесные фазовые диаграммы. В настоящей работе исследована микроструктура сплавов системы Al-V, равновесная диаграмма состояния которой со стороны алюминия имеет перитектический тип. БЗ фольги сплавов Al-0.4; 1.0; 2.0 V (ат. %) были получены при скорости охлаждения расплава $\sim 10^6$ К/с. Топография поверхности фольг исследовалась с помощью растровой электронной микроскопии. Элементный послойный анализ распределения элементов по глубине сплавов был выполнен с применением метода POP и моделирующей программы RUMP. Рентгеноструктурный анализ сплавов выполнялся на дифрактометре ДРОН-3 в медной излучении. Получено, что на поверхности фольг сплавов Al-V наблюдается ячеистая структура. Размер ячеек изменяется от 2 до 6 мкм. Основной фазой БЗ сплавов является твердый раствор на основе алюминия. Также присутствуют выделения интерметаллического соединения $Al_{10}V$. Установлено, что ванадий распределен в исследованном объеме фольг сплава Al-0.4 V неоднородно. В тонком приповерхностном слое концентрация ванадия понижена и составляет 0.3 ат. %. На глубине 0.6 мкм содержание ванадия снижается до минимального значения, равного 0.1 ат. %, а затем возрастает, достигая 0.5 ат. % на глубине 0.8 мкм. Отметим, что средняя измеренная концентрация ванадия в изученном приповерхностном слое (до 1.2 мкм) ниже расчетной на 25 %.

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

ЛИТЕРАТУРА

1. Tashlykova-Bushkevich I.I. // Vacuum. 2005, v. 78, № 2-4, pp. 529-532.
2. Ташлыкова-Бушкевич И.И., Куликаускас В.С., Веш В., Вендлер Э., Грётцшель Р., Шепелевич В.Г. // ФизХОМ, 2004, № 3, с. 75-80.

ФОРМИРОВАНИЕ МИКРОСТРУКТУРЫ ПРИ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ИЗ РАСПЛАВА, ОБРАЗОВАННОГО ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМИ ИМПУЛЬСНЫМИ ПОТОКАМИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

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

Высокоскоростная кристаллизация из расплава, образованного интенсивными энергетическими потоками (ионными, электронными, лазерными лучами), является современным методом получения материалов, обладающих улучшенными физико-химическими и механическими свойствами. Механические свойства в большой степени зависят от параметров кристаллической структуры. На структуру, образующуюся при высокоскоростной кристаллизации, определяющее влияние оказывают скорость движения фронта затвердевания, температурный и концентрационный градиенты на фронте. Из анализа экспериментальных данных следует, что при затвердевании из глубоко переохлажденного расплава достигаются скорости роста, сопоставимые по величине или превышающие диффузионную скорость компонентов затвердевающего материала. Это обстоятельство указывает на необходимость учета локально неравновесных процессов в глубоко переохлажденной системе не только на границе раздела фаз, но и в поле диффузионного массопереноса компонентов системы при моделировании явлений высокоскоростной перекристаллизации. В данной работе степень локальной неравновесности определяется отношением скорости движения фронта затвердевания V и характерными диффузионными скоростями: V_{D1} (скорость распространения диффузионных возмущений в системе, связанная с временной нелокальностью), и V_{D2} (скорость выравнивания градиента концентрации, связанная с пространственной нелокальностью). Применение в рамках модели локально неравновесного затвердевания гипотезы маргинальной устойчивости роста кристаллов позволяет определить характерный размер кристаллической структуры (поперечную толщину дендрита или ячейки). Исследована взаимосвязь между размерами кристаллической микроструктуры, скоростью кристаллизации и величиной параметра пространственной нелокальности. Установлено, что при учете пространственно-временной нелокальности ($V_{D2} \neq 0$) даже при соотношении $V > V_{D1}$ в расплаве идет непрерывная сегрегация примеси из твердой фазы в жидкую (диффузионный механизм затвердевания), что качественно меняет механизм фазообразования при высокоскоростной кристаллизации сплавов. Приводится оценка размеров дендритной структуры в зависимости от физических констант модели и параметров процесса кристаллизации (температурного и концентрационного градиентов, диффузионных скоростей).

ПРИМЕНЕНИЕ ИОННО-ПЛАЗМЕННОЙ И ИОННО-ЛУЧЕВОЙ ОБРАБОТОК ДЛЯ РЕШЕНИЯ ПРОБЛЕМЫ ФРЕТТИНГ-КОРРОЗИИ В ИЗДЕЛИЯХ АВИАЦИОННОЙ ТЕХНИКИ

С.Н. Поворознюк¹⁾, П.Б. Гринберг²⁾, К.Н. Полещенко³⁾

¹⁾Омский филиал ИФП СО РАН, г. Омск, Россия

²⁾ФГУП «Омский НИИД», г. Омск, Россия

³⁾Омский государственный университет, г. Омск, Россия

Для изделий авиационной техники актуальной проблемой является фреттинг-коррозия, которая представляет собой процесс коррозионно-механического изнашивания в условиях малых циклических перемещений контактных поверхностей. Анализ основных эксплуатационных дефектов в отечественных и зарубежных двигателях показывает, что износ от фреттинг-коррозии достигает 60% причин выхода из строя авиационных двигателей. В данном исследовании для решения проблемы фреттинг-коррозии лопаток компрессора газотурбинного двигателя из титанового сплава ВТ8 использовались ионно-плазменная и ионно-лучевая обработка, а также их сочетание. Нанесение ионно-плазменных покрытий разного состава было выполнено методом КИБ на установке ННВ6. Для осуществления ионной имплантации был использован источник на основе разряда Пеннинга, позволяющий формировать газовые и газометаллические пучки различных ионов. С применением специальных трибологических стендов исследовались износостойкость и коэффициент трения, а также оценивалось изменение величины микротвердости. Для изучения структурных превращений и изменения напряженного состояния был использован рентгеноструктурный анализ. Проведенные экспериментальные исследования показали, что наибольшую износостойкость и твердость имеют титановые сплавы с покрытием из нитрида титана и последующей ионной имплантацией. При повышении твердости уменьшается взаимное внедрение деталей, снижается размер продуктов износа и интенсивность изнашивания. Тот факт, что наряду с этим образцы, модифицированные подобным образом, имеют высокий коэффициент трения, является при фреттинг-коррозии положительным моментом, так как способствует снижению частоты и амплитуды относительных перемещений в трибосопряжении. При разрушении от фреттинг-коррозии зачастую наблюдается выделение порошкообразных мелкодисперсных продуктов износа, представляющих собой оксиды металлов пар трения. Относительно высокий коэффициент трения свидетельствует о том, что в данном случае менее выражено образование оксидной пленки на поверхности.

РАДИАЦИОННО-СТИМУЛИРОВАННЫЙ МАССОПЕРЕНОС В ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИ НЕРАВНОВЕСНЫХ УСЛОВИЯХ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНЫМИ ИОННЫМИ ПУЧКАМИ

Н.Н. Кирченко¹⁾, К.Н. Полещенко²⁾, С.Н. Поворознюк³⁾

¹⁾Омский филиал ИФП СО РАН, г. Омск, Россия

²⁾Омский государственный технический университет, г. Омск, Россия

³⁾Омский государственный университет, г. Омск, Россия

В работе исследуются особенности трансформации начальных концентрационных профилей, сформированных предварительной высокодозовой ионной имплантацией, после воздействия мощным ионным пучком.

Представления классической термодинамики, основанные на приближении локального термодинамического равновесия, для трактовки быстропротекающих явлений при высокоинтенсивных воздействиях не вполне корректны /1, 2/. В этих условиях физико-химические процессы, по-видимому, следует рассматривать с использованием моделей, базирующихся на положениях расширенной необратимой термодинамики /3, 4/.

Анализ процессов перераспределения примесных атомов в результате импульсного воздействия проводится с использованием волновой модели массопереноса, основанной на эволюционном уравнении Максвелла-Каттанео для диссипативного потока массы \mathbf{J} :

$$\mathbf{J} + \tau_D \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} = -D \nabla C, \text{ где } \tau_D - \text{ время релаксации потока, } D - \text{ коэффициент диффузии, } C - \text{ концентрация имплантированных ионов, } t - \text{ время.}$$

Вклад в массоперенос бародиффузии, термодиффузии и ударной волны учитывается введением соответствующих дополнительных слагаемых в обобщенное уравнение массопереноса. Учет структурной неоднородности облучаемого материала реализован посредством варьирования коэффициента диффузии по глубине. В результате моделирования показано, что данная модель предсказывает немонотонный характер концентрационных профилей перераспределенных примесных атомов, наблюдаемых экспериментально.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соболев С.Л. // УФН, 1991, т. 161, № 3, с. 5.
2. Соболев С.Л. // УФН, 1997, т. 167, № 10, с. 1095
3. Jou D., Casas-Vazquez J., Lebon G. //Rep. Prog. Phys., 1988, №51, p. 1105.
4. Jou D., Casas-Vazquez J., Lebon G. //Rep. Prog. Phys. 1999, №62, p. 1035.

ФОРМИРОВАНИЕ ТЕКСТУРЫ В МЕТАЛЛАХ ПРИ ОБЛУЧЕНИИ МОЩНЫМ ИОННЫМ ПУЧКОМ

Т.В. Панова, В.И. Блинов, В.С. Ковивчак, Г.И. Геринг
Омский государственный университет, г. Омск, Россия

Изменение свойств металлов и сплавов при высокоэнергетическом воздействии связано с целым комплексом структурных и фазовых превращений. При этом в результате высокоскоростной кристаллизации или рекристаллизации возможна преимущественная кристаллическая ориентировка, появление которой приводит к анизотропии свойств в поликристаллическом образце. Помимо практического интереса изучение текстур, возникающих при высокоэнергетическом воздействии, представляет большой теоретический интерес, поскольку позволяет лучше понять механизм пластической деформации, рекристаллизации и других процессов, протекающих при импульсном облучении металлов и сплавов.

Целью настоящей работы является изучение процессов формирования текстуры при облучении мощным ионным пучком металлических материалов: алюминия, меди и никеля. В качестве источника высокоэнергетического воздействия использовался мощный ионный пучок (МИП). Облучение мишени импульсными ионными пучками характеризуется быстрым вводом энергии в слой, соизмеримый по глубине с пробегом ионов, разогревом этого слоя до высоких температур (вплоть до температур плавления и кипения) и быстрой последующей закалкой. Для такого воздействия характерны большие градиенты температур и высокая скорость охлаждения ($\sim 10^6 - 10^8$ К/с). Анализ преимущественной кристаллической ориентировки проводился при построении прямых и обратных полюсных фигур при расчете дифрактограмм, полученных на стандартной текстуроприставке к дифрактометру ДРОН-3М. В результате проведенных исследований установлено, что на образцах алюминия и никеля наблюдается образование кольцевой текстуры с осью проекции [001], в медных образцах образование текстуры не происходит, что, по-видимому, обусловлено высокой теплопроводностью меди. При этом появление текстуры в образцах алюминия и никеля зависит как от плотности ионного тока, так и от их теплофизических характеристик. Определены плоскости и оси текстуры. В Al и Ni это плоскость (111) и направление [001]. Из анализа обратных полюсных фигур удалось установить направление теплоотвода в текстурированных образцах. Оно соответствует направлению нормали к атомной плоскости (111). Установлено, что полюсная плотность в текстурированных образцах также зависит от режима облучения МИП и от теплофизических характеристик исследуемых материалов.

ПОВЕДЕНИЕ ВОДОРОДА В НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ В ПРОЦЕССЕ РАДИАЦИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ

И.П. Чернов¹⁾, Ю.П. Черданцев¹⁾, А.М. Лидер¹⁾, Г.В. Гаранин¹⁾,
А.С. Сурков²⁾

¹⁾Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

²⁾Фраунгоферовский институт неразрушающих методов контроля,
Саарбрюкен, Германия

Для обеспечения необходимого уровня безопасности материалы ядерной энергетики, контейнеров для хранения и транспортировки радиоактивных веществ должны обладать высокой радиационной стойкостью и механической прочностью. Одной из наиболее значительных причин ухудшения прочностных свойств стали является накопление водорода, который вызывает охрупчивание и уменьшение пластичности, особенно в области сварных соединений. Целью работы является исследование механизмов водородного охрупчивания конструкционных материалов с учётом новых знаний, полученных авторами о поведении систем металл-водород при воздействии ионизирующего излучения (рентгеновских лучей, ускоренных электронов и ионов, гамма-квантов). Объемное содержание водорода в стали определяли методом термостимулированного газовыделения. Механические свойства стали определяли по кривым текучести (с помощью испытательных машин). Влияние водорода на механические свойства стали в напряженном состоянии под действием рентгеновского излучения исследовали при комнатной температуре. Уровни дефектности и внутренние напряжения стали, возникающие при насыщении водородом, оценивали по величине скорости звука. Измерение скорости звуковых волн осуществлялось методом автоциркуляции на рэлеевских волнах. В докладе обсуждается роль водородной подсистемы при наводороживании и взаимодействии водорода с дефектами. Водород, занимая регулярные положения в металле, образует собственную водородную подсистему. Энергия, вносимая в процессе радиационного воздействия, аккумулируется водородной подсистемой, в результате чего водород начинает интенсивно мигрировать и выходить из металла при комнатной температуре. Движение водорода стимулирует диффузию дефектов, примесных атомов и ведет к перестройке дефектной структуры материалов.

Работа выполнена при поддержке Международного научно-технического центра (МНТЦ).

ПОВЕДЕНИЕ ВОДОРОДА И ДЕФЕКТОВ ПРИ РАДИАЦИОННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ

И.П. Чернов, Ю.П. Черданцев, А.М. Лидер,
Г.В. Гаранин, Н.Н. Никитенков, А.В. Скирневский

Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

В докладе представлены результаты исследований поведения водорода и дефектов в сплавах циркония при ионном облучении. Сплавы циркония марки Э110 и Э125 отжигали в вакууме до прекращения газовыделения ($T \leq 1000$ °С, $P_{\text{ост}} = 10^{-5}$ Па). Внедрение водорода осуществляли методом электролитического насыщения в течение 2-4 ч в 1М растворе LiOH+H₂O (или LiOD+D₂O) при $j = 130$ мА/см² и методом Сиверса. Исследование накопления водорода проводилось методами вторичной ионной масс-спектропии (ВИМС) и термостимулированной десорбции (ТСД). Изучение влияния пучков ионов гелия и азота на содержание водорода проводили методом ядер отдачи по методике, описанной в [1], а изменение уровня дефектов в насыщенном водородом цирконии - методами позитронной аннигиляции.

Изучено накопление водорода в объеме и на поверхности циркония от времени электролитического насыщения и уровня пластической деформации. Установлено, что структура и соотношения интенсивностей линий масс спектров при исследованиях приповерхностных слоев циркония методом ВИМС и ТСД существенно зависят от марки сплава циркония, типа электролита, времени насыщения и качества отжига образцов. Отличие масс-спектров при распылении циркония (при использовании в качестве зондирующего пучка ионов инертного газа) от масс-спектров при распылении других металлов состоит в существенном распылении циркония в виде соединений (ZrO, ZrO₂, ZrOH, ZrO₂H и др.). Измерены зависимости изменения концентрации водорода на глубине около 1 мкм от дозы облучения ионами гелия и азота. Результаты сравниваются с данными электронной микроскопии, исследованиями прочностных характеристик исследованных материалов и данными, полученными с помощью вихретокового метода исследований.

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научно-технического центра (МНТЦ).

ЛИТЕРАТУРА

1. Чернов И.П., Черданцев Ю.П., Тюрин Ю.И. Методы исследования систем металл - водород. – М.: Энергоатомиздат, 2004, с. 270

НОВЫЙ ИОННЫЙ ИСТОЧНИК НА ОСНОВЕ ИОННОЙ ЭРОЗИИ ОБЕДНЕННОГО ЭЛЕКТРОНАМИ КАТОДА

В.М. Анищик, В.В. Углов, М.В. Асташинская, А.В. Калинин,
А.К. Кулешов, Д.П. Русальский
Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

На кафедре физики твердого тела Белгосуниверситета создан новый ионный источник, способный формировать пучок ионов любого твердого электропроводящего материала /1,2/. Наиболее близкими к созданному источнику являются известные автоэмиссионные источники ионов /3/. Основным недостатком этих источников является кратковременность работы до разрушения острия катода (эмиттера), из которого вырываются ионы материала. Кроме того, для осуществления процесса эмиссии ионов необходимо использование импульсного напряжения большой амплитуды. В предлагаемом источнике эти недостатки устранены за счет использования для экстракции ионов практически всей поверхности катода и его активации путем создания в нем дефицита электронного газа.

При помощи данного источника на поверхности различных материалов:

- осажжены тонкие пленки из углерода, молибдена, титана;
- сформированы углеродные пленки с добавлением атомов никеля;
- путем варьирования параметров источника обнаружена возможность проведения ионной имплантации мишени вместо осаждения покрытий.

По результатам использования источника подано две заявки на изобретение /1,2/.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Калинин А.В., Анищик В.М., Углов В.В., Русальский Д.П., Асташинская М.В. Способ получения потока положительных ионов, заявка на изобретение РБ № а 20041158 от 09 декабря 2004 г.
2. Калинин А.В., Анищик В.М., Углов В.В., Русальский Д.П., Асташинская М.В. Способ получения потока положительных ионов, заявка на изобретение РФ № 2005105746 (007149) от 01.03.05
3. Патент Российской Федерации №2019880 5Н01J 27/22, 27/26. Пуб. Бюл. №17, 1994 г.

ИНВЕРСИЯ ТИПА ПРОВОДИМОСТИ МАТЕРИАЛА КРЕМНИЕВОГО ДЕТЕКТОРА ПРИ ДЕТЕКТИРОВАНИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Н.И. Маслов, С.М. Потин
ИФВЭЯФ ННЦ ХФТИ, г. Харьков, Украина

Детекторы, предназначенные для измерений характеристик ионизирующих излучений, подвергается облучению. Облучение приводит к изменению статических и динамических характеристик детекторов, в основном из-за радиационных эффектов в кремнии и защитных окисных слоях. Токи утечки и полная емкость детектора являются основными факторами, обуславливающими динамические характеристики планарных детекторов. В представленной работе приведены результаты исследований характеристик кремниевых планарных детекторов в зависимости от различных доз облучения. Исследуются характеристики детекторов, у которых вследствие облучения произошла инверсия типа проводимости объема кремния /1-2/. Детекторы с активной площадью 5×5 мм² облучались на линейном ускорителе ННЦ ХФТИ пучком электронов с энергией 22 МэВ, различными интегральными потоками. Поглощённая доза D (Mrad) в облучаемом детекторе определялась по известным потерям энергии электронов и интегральным плотностям потока электронов. Было проведено облучение детекторов до дозы 6,4 Мрад.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Маслов Н.И., Неклюдов И.М. // Перспективные материалы, №2, 2003, с. 29-36.
2. Zioc Y.L. et al. // IEEE TRANS. NUCL. SCI. NS-40, 1993, 344.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ МЕТОДА РЕЗЕРФОРДОВСКОГО ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭФФЕКТА ВНУТРЕННЕГО ГЕТТЕРИРОВАНИЯ БЫСТРОДИФФУНДИРУЮЩЕЙ ПРИМЕСИ В КРЕМНИИ

В.В. Пилько¹), И.Г. Серафимович¹), Ю.Г. Фоков¹), С.Э. Мазаник¹),
Ф.Ф. Комаров²), О.В. Мильчанин²), Е.Б. Бойко²)

¹)ОИЭЯИ – Сосны НАН Беларуси, Минск, Беларусь

²)НИИПФП им. А.Н.Севченко БГУ, Минск, Беларусь

Как известно, наличие металлических примесей (Ag, Au, Fe, Ni, Cu и т.д.) приводит к возникновению генерационно-рекомбинационных центров в активных областях приборов на основе кремния, что, в свою очередь, вызывает деградацию свойств приборов. Современные тенденции развития микроэлектроники требуют поиска высокоэффективных методов подавления влияния металлических примесей на работу готовых приборов ИС. В этой связи, разработка метода активного локального геттерирования с использованием имплантации ионов водорода выглядит весьма перспективным и современным подходом к данной проблеме.

В качестве исходных использовались пластины Cz-Si <001>-ориентации р-типа проводимости (КДБ-12). Были созданы структуры металл-кремний, путем нанесения на исходные подложки тонких слоев серебра. Для имплантации ионов водорода (энергия – 70 кэВ, доза - 10^{16} см⁻², ионы – H₂⁺) использовался ускоритель ионов нейтронного генератора НГ-12-1. Температуры и длительности последующих термообработок выбирали в диапазоне 700-1000⁰С и 30-60 минут, соответственно. Исследования процессов переноса быстро диффундирующей примеси в пластинах кремния проводились как в образцах с формируемым геттерирующим слоем, так и без него. Для анализа профилей серебра и оценки степени совершенства кристаллической структуры кремниевых подложек был использован метод резерфордовского обратного рассеяния ионов (He⁺, 1 МэВ) в сочетании с каналированием.

В работе продемонстрирована возможность создания эффективно геттерирующего слоя для быстро диффундирующей примеси в кремнии. Установлено, что наличие внутреннего геттерирующего слоя в кремнии приводит к существенному увеличению диффузии атомов серебра вглубь кремниевой подложки при термообработках. При высоких температурах отжига (>800⁰С), наряду с полным восстановлением кристаллической структуры кремния, наблюдается увеличение концентрации серебра в тонкой области сформированного геттерирующего слоя. Температурная стабильность внутреннего геттерирующего слоя, созданного имплантацией ионов водорода и последующими термообработками, наблюдается вплоть до температуры 1000⁰С.

ВЛИЯНИЕ ИМПУЛЬСНОГО ИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА СТРУКТУРНО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ

В.Л. Левшунова, В.А. Перевощиков, В.Д. Скупов

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

Методами атомно-силовой микроскопии, измерениями микротвердости и плотности микродефектов исследовалось влияние облучения ионами сурьмы с $E = 80$ кэВ в импульсном режиме с длительностью $t_{\text{обл}}=200$ мкс при плотности тока 8 мкА/см²·с на свойства кристаллов кремния КДБ-12 (001) толщиной 370 ± 10 мкм.

Эксперименты показали, что с увеличением дозы облучения от 10^{15} до 10^{17} см⁻² возрастает средняя высота микронеровностей рельефа поверхности как облученной, так и обратной стороны образцов. Отжиг в вакууме при температурах ниже 600 °С сглаживает рельеф, а при $T > 600$ °С амплитуда микронеровностей возрастает. Облучение увеличивает микротвердость с обеих сторон кристаллов, и профиль изменения микротвердости по глубине носит осциллирующий характер, особенно со стороны, не подвергавшейся воздействию ионного пучка. Облучение сопровождается также увеличением плотности микродефектов, которое наиболее заметно около имплантированного слоя. Отжиг частично восстанавливает значения микротвердости и плотность микродефектов. Аналогичная зависимость этих параметров обнаружена при хранении облученных образцов при нормальных условиях.

Полученные результаты объясняются на основе представлений, развитых в [1], где показано, что основной причиной аномально глубоких структурных изменений, включая микрорельеф поверхности необлученной стороны образцов, является перестройка в подсистеме микродефектов кристалла под действием неравновесных точечных дефектов и упругих волн, генерируемых в зоне торможения ионов. Сопоставление с данными по непрерывному ионному облучению показало, что в случае импульсного воздействия перестройка микродефектов происходит более интенсивно, вероятно, вследствие периодичности возбуждения в кристалле переходных процессов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Perevostchicov V.A., Scupov V.D. *Gettering Defects in Semiconductors*. – Berlin - Heidelberg: Springer, 2005, - 400 pp.

ФОРМИРОВАНИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУР КРЕМНИЙ-ГЕРМАНИЙ-НА-ИЗОЛЯТОРЕ С ПОМОЩЬЮ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ И ПРЯМОГО ПЕРЕНОСА

И.Е. Тысченко, В.П. Попов

Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск, Россия

В работе исследованы физические механизмы межфазной гетероэпитаксии в системах полупроводник-диэлектрик, имплантированных ионами. Имплантационные методы формирования гетероструктур с помощью ионного синтеза и переноса тонких слоёв материала на подложку взаимно дополняют друг друга. Авторами предпринята попытка объединить оба этих метода. На рис. 1 представлены спектры резерфордского обратного рассеяния и каналирования ионов He^+ с энергией 1.7 МэВ в структурах, состоящих из кремниевой подложки, пленки SiO_2 толщиной 290 нм, имплантированной ионами Ge^+ с энергией 40 кэВ дозой $8 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$, и отсеченного слоя кремния толщиной 600 нм, после отжига в атмосфере N_2 в течение 30 минут при температурах 700 (а) и 1100 °С (б). Доля германия, находящаяся в нерегулярных позициях по отношению к узловым положениям кремниевой матрицы в отсеченном слое кремния в направлении (100), полученная из спектров ROP/K, уменьшается от 100 до 10%. На рисунке обозначены: 8, 10 – выход атомов германия в нерегулярных позициях в условиях максимально разориентированной кремниевой матрицы относительно тестирующего пучка ионов He^+ , 9, 11 – выход атомов германия в нерегулярных позициях в условиях ориентированной кремниевой матрицы относительно тестирующего пучка ионов He^+ .

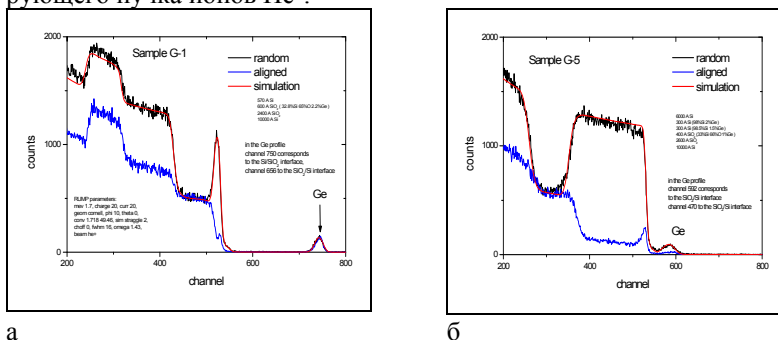


Рис. 1. Спектры ROP/K от КНИ структур, встроенный оксид которых имплантирован ионами Ge^+ , 40 кэВ, дозой $8 \times 10^{15} \text{ см}^{-2}$: а - после отжига при $T_a = 700^\circ \text{C}$ в течение 0,5 час; б - при $T_a = 1100^\circ \text{C}$ в течение 0,5 час.

Данные высокоразрешающей электронной микроскопии (ВРЭМ) показывают, что на границе пленки кремния с встроенным оксидом действительно формируется пленка германия толщиной 2 нм, сопряженная с кристаллической матрицей верхнего слоя кремния.

ИНТЕНСИВНАЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ В ОПТИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ НА КНИ СТРУКТУРЕ ПОСЛЕ ИМПЛАНТАЦИИ ВОДОРОДА И ОТЖИГА

И.Е. Тыщенко, В.П. Попов

Институт физики полупроводников СО РАН, г. Новосибирск, Россия

Исследованы структурные и оптические свойства имплантированных ионами водорода структур кремний-на-изоляторе (КНИ), отожженных в широком диапазоне температур при атмосферном давлении и в условиях гидростатического сжатия. Показано, что слои КНИ, имплантированные большими ($3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$) дозами ионов водорода, после отжига при атмосферном давлении излучают при комнатной температуре слабо интенсивную полосу сине-зеленой фотолюминесценции (ФЛ). В КНИ структурах, отожженных под давлением $P > 6$ кбар обнаружено увеличение интенсивности фотолюминесценции (в ~ 37 раз), по сравнению с аналогичными образцами объемного кремния, и формирование системы узких периодических пиков фотолюминесценции в спектральном диапазоне ~ 500 - 700 нм от структур (рис. 1).

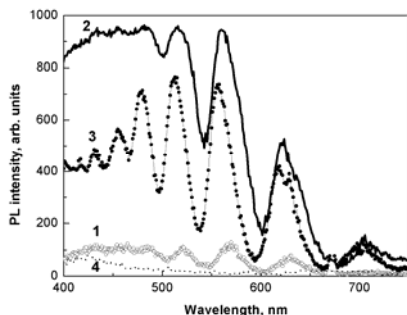


Рис. 1. Спектры ФЛ кремния (4) и КНИ структур (1-3), имплантированных ионами H^+ , 24 кэВ, дозой $3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ после отжига при $T_a = 600^\circ \text{ C}$ в течение 5 час под давлением $P = 1$ бар (1), 6 кбар (2) и 12 кбар (3, 4). Длина волны возбуждающего излучения 337 нм

Показано, что появление тонкой структуры в спектре фотолюминесценции коррелирует с замедлением выхода водорода из имплантированного слоя кремний-на-изоляторе и подавлением процесса образования микропузырей водорода в приповерхностном слое. При этом формируется тонкий приповерхностный аморфный слой толщиной около 20 нм с резкой границей раздела. В результате, формируется оптический резонатор с зеркалами, образованными границами раздела «кремний-на-изоляторе/воздух» и «кремний-на-изоляторе/ SiO_2 », и оптически активным слоем, созданным имплантацией ионов водорода и последующим отжигом.

ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ И МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЕ СВОЙСТВА СЛОЕВ КРЕМНИЯ, МОДИФИЦИРОВАННЫХ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКОЙ

Д.В. Гусейнов, Ю.А. Менделева, А.А. Ежевский, Д.И. Тетельбаум
НИФТИ Нижегородского государственного университета им.
Н.И. Лобачевского, г. Н. Новгород, Россия

Модификация монокристаллической структуры кремния ионной бомбардировкой вызывает не только аморфизацию облучаемого слоя, но и наноструктурирование. Подтверждением этого является возникновение характерных полос фотолюминесценции (ФЛ) – при ~ 750 и ~ 900 нм /1-3/. Существуют две области доз, при которых ФЛ наиболее интенсивна: первая соответствует дозам, близким к дозе аморфизации, а вторая (при облучении ионами инертных газов) соответствует области образования блистеров и газовых пузырей. Объяснение полос базируется на представлении о наличии нанокристаллов Si, окруженных аморфными или сильно разупорядоченными областями, близкими по структуре и составу к a-Si или SiO_x. Природа формирования кремниевых наноструктур в режиме больших доз облучения и их спектров ФЛ не столь очевидна. В режиме больших доз наиболее интенсивная люминесценция наблюдается преимущественно от области, расположенной за границей аморфизованного слоя. В пределах пробега ионов слой Si содержит большое количество оборванных связей на поверхностях пузырей и блистеров, а также в аморфном кремнии. Люминесценция в этом слое, по-видимому, ослаблена наличием центров безызлучательной рекомбинации. Кроме того, он частично экранирует нижележащий слой от возбуждающего и эмитированного излучения. При дозах, близких к дозе аморфизации, наблюдается максимум концентрации центров ЭПР, обусловленных оборванными связями, локализованными по границам нанокристаллов. Именно этим, на наш взгляд, можно объяснить максимальное отрицательное магнитосопротивление, которое наблюдается в том же интервале доз /4/.

Работа выполнена в рамках проектов РФФИ (№ 04-02-16493) и Минобрнауки (РНП.2.1.1.4022).

ЛИТЕРАТУРА

1. Тетельбаум Д.И., Ежевский А.А., Михайлов А.Н. // ФТП, 2003, Т.37, вып.11, с. 1380.
2. Tetelbaum D.I., Ezhevskii A.A., Trushin S.A. et al. // Mat. Sci. Eng. B, 2003, v. 101, № 1-3, p.279.
3. Ежевский А.А., Лебедев М.Ю., Морозов С.В. // ФТТ, 2005, т. 47, вып.1, с. 22.
4. Хохлов А.Ф., Филатов О.Н. // ФТП, 1979, т. 13, вып. 11, с. 2223.

ИОННАЯ ИМПЛАНТАЦИЯ И ФИОЛЕТОВАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ ОКСИДА ЦИНКА

В.А. Никитенко, И.В. Пыканов, С.В. Мухин, С.Г. Стоюхин
Московский государственный университет путей сообщения,
Москва, Россия

Фиолетовая люминесценция ZnO была открыта около 30 лет назад /1/ и к настоящему времени смоделирована как следствие излучательных переходов электронов в донорно-акцепторных парах (ДАП), образованных мелкими донорами In_{Zn} , Ga_{Zn} , Zn_i , Li_i и т.д. ($E_d \approx 0,03 \div 0,05$ эВ) и акцепторами комплексного вида ($\text{Zn}_i^+ \text{Li}_{\text{Zn}}^-$), ($\text{In}_{\text{Zn}}^+ \text{Li}_{\text{Zn}}^-$), ($\text{In}_{\text{Zn}}^+ \text{V}_{\text{Zn}}^-$) и т.д. с глубиной энергетических уровней относительно края валентной зоны $E_a \approx 0,2$ эВ /2, 3/.

В настоящей работе обнаружено появление фиолетовой люминесценции в имплантированных слоях специально нелегированных монокристаллов ZnO (ионы кислорода и аргона – $E=150$ кэВ, $f=6 \times 10^{15}$ см⁻²), что реально доказывает важную роль комплексообразования с участием собственных точечных дефектов (например $\text{Zn}_i^+ \text{V}_{\text{Zn}}^-$, $\text{Li}_i^+ \text{V}_{\text{Zn}}^-$ и т.д.) в формировании фиолетового излучения. Исследована кинетика фиолетовой люминесценции имплантированных слоёв, доказывающая наличие излучения в ДАП.

С использованием функции распределения Пирсона рассчитан концентрационный профиль внедряемых частиц и профиль распределения простейших дефектов типа Френкеля, образующихся вблизи траектории движения ионов. Возможность комплексообразования доказывается методом фото-ЭПР. Общие характеристики оптических и электрофизических свойств имплантированных слоёв ZnO исследовались в работе /4/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Никитенко В.А., Малов М.М. и др. // ЖПС, 1974. Т.21, с.835.
2. Кузьмина И.П., Никитенко В.А. Окись цинка. Получение и оптические свойства. – М.: Наука, 1984, с.166.
3. Nikitenko V.A. // Proceeding of International NATO Workshop “Zinc Oxide – A Material for Micro- and Optoelectronic Application”. – St. Petersburg: Springer, 2005, с. 69.
4. Никитенко В.А., Пыканов И.В. и др. // Тезисы докладов 35-й Международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. – М.: Изд-во Моск. ун-та, 2005, с. 184.

РАДИАЦИОННОЕ МОДИФИЦИРОВАНИЕ И РАДИАЦИОННОЕ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ В СЛОЯХ n- И p-ТИПОВ КАРБИДА КРЕМНИЯ, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ СУБЛИМАЦИОННОЙ ЭПИТАКСИИ

К.В.Емцев¹⁾, В.В.Козловский¹⁾, А.А.Лебедев²⁾, Д.С.Румянцев¹⁾

¹⁾Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

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

С.-Петербург, Россия

Методом нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней DLTS комплексно исследовано радиационное дефектообразование в n- и p-SiC при облучении протонами и электронами. Показано, что, облучение карбида кремния приводит к количественному изменению концентрации глубоких центров в SiC, однако характер спектра дефектов практически не изменяется. В спектрах доминируют центры, являющиеся основными фоновыми дефектами в SiC в данных политипах и присутствующие в слоях до облучения /1/. Показано, что скорость введения основных радиационных дефектов (РД) в слоях SiC, полученных методом сублимационной эпитаксии, почти на порядок меньше, чем в слоях, полученных методом газовой эпитаксии.

Проведено исследование контролируемого введения РД для направленного изменения электрофизических свойств SiC (легирования радиационными дефектами). Показана возможность формирования высокоомных ($>10^8$ Ом см при комнатной температуре) областей SiC за счет радиационного легирования.

С помощью метода атомно-силовой микроскопии исследована возможность применения высокодозного облучения протонами низких энергий для формирования захороненных слоев SiC с высоким содержанием радиационных дефектов. Впервые показано, что для карбида кремния характерно наличие как нижнего, так и верхнего предела по дозе имплантации водорода, необходимой для осуществления эффекта «блистеринга» и реализации технологии водородного расслоения (“Smart Cut” /2/). Данный факт, объяснен эффектом аморфизации карбида кремния в области захороненных дефектных слоев, препятствующих формированию плоских двумерных вакансионно-водородных дефектов, наблюдающихся только в кристаллическом материале и являющихся основным начальным звеном в развитии микротрещин в плоскости скрытых дефектных слоев.

ЛИТЕРАТУРА

1. Козловский В.В. Модифицирование полупроводников пучками протонов. – СПб.: Наука, 2003.
2. Bruel M. // Electron.Lett. 1995, v. 31, p. 1201.

РАДИАЦИОННОЕ ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ В НИТРИДЕ ИНДИЯ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

К.В. Емцев¹⁾, В.В.Козловский¹⁾, В.В.Емцев²⁾, В.Ю.Давыдов²⁾,
Г.А.Оганесян²⁾

¹⁾Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

²⁾Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН,
С.-Петербург, Россия

Генерация дефектов в полупроводниках широко применяется для контролируемого изменения электрофизических и оптических свойств (radiation defect engineering) /1/. Облучению протонами с энергией 150 кэВ подвергались пленки n-InN, выращенные с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии в плазме (plasma-assisted MBE) или методом газо-фазного осаждения из металлорганических соединений (MOCVD). Электрические параметры исходных и облученных пленок определялись из данных, полученных при измерении эффекта Холла и удельной электропроводности по методу Ван-дер-Пау в интервале температур от 78 К до 300 К. Дополнительно проводились измерения спектров рамановского рассеяния и фотолуминесценции.

Проведенные в настоящей работе радиационные эксперименты позволили впервые выявить некоторые характерные черты процессов образования и отжига точечных дефектов в нитриде индия. Основным процессом, определяющим изменение электрических параметров в n-InN при протонном облучении, является образование донорных центров с очень мелкими (или даже резонансными) состояниями. Указанные дефекты оказались стабильными при комнатной температуре. Характер кинетики накопления этих дефектов свидетельствует о том, что они – собственные точечные дефекты и, наиболее вероятно, представляют собой вакансии азота. В рамановских спектрах найдена специфическая полоса вблизи 590 см^{-1} , связанная с наличием точечных дефектов, как в исходном материале, так и в n-InN, подвергнутом протонному облучению. Теоретическое рассмотрение возможных процессов комбинационного рассеяния света в вырожденном n-InN в диапазоне $400\text{ см}^{-1} - 650\text{ см}^{-1}$ при наличии дефектов вакансионного или межузельного типа также указывает на вакансионную природу обсуждаемых дефектов. Данные дефекты подвержены отжигу при $T \approx 300^\circ\text{C}$. Процессы восстановления исходных электрических параметров характеризуются появлением стадии интенсивного обратного отжига дефектов в облученном n-InN, что свидетельствует о наличии в облученном материале точечных дефектов нескольких типов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Козловский В.В. Модифицирование полупроводников пучками протонов. – СПб.: Наука, 2003.

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА НАКОПЛЕНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

А.П. Мамонтов¹⁾, Б.В. Чахлов²⁾

¹⁾Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

²⁾НИИ интроскопии, г. Томск, Россия

Исследована кинетика образования радиационных дефектов в нейтральном объеме (НО) и области пространственного заряда (ОПЗ) арсенида галлия при облучении заряженными частицами. Исследования проводили методом нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней /1/ на диодных структурах с барьером Шоттки. Структуры изготавливались на эпитаксиальных слоях арсенида галлия с концентрацией носителей заряда $(1 - 3) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Барьеры Шоттки создавали напылением титана. Структуры облучали на циклотроне Р7-М (У-120) протонами с энергией 10 МэВ, дейтронами с энергией 12,4 МэВ, α -частицами с энергией 22 МэВ и на бетатроне электронами с энергией 6 МэВ. Наблюдаются различия в образовании дефектов в НО и ОПЗ при облучении электронами, тогда как при облучении протонами, дейтронами и α -частицами такие различия не наблюдаются. Это связано с такой особенностью ОПЗ как измененное по отношению к НО зарядовое состояние дефектов, имеющих глубокие энергетические уровни в запрещенной зоне арсенида галлия. Установлено, что при облучении арсенида галлия электронами при комнатной температуре эффективность накопления центров ЕЗ в ОПЗ в 1,5–2 раза меньше, чем в НО. Влияние электрического поля на накопление центров ЕЗ заключается в изменении времени существования исходного зарядового состояния компонентов пары Френкеля. Изменение этого времени приводит к увеличению радиуса зоны неустойчивости /2/, в пределах которой происходит аннигиляция вакансий и междоузельных атомов при облучении электронами. При облучении протонами, дейтронами и α -частицами изменения радиуса зоны неустойчивости не наблюдается, поэтому электрическое поле не приводит к различиям в эффективности накопления центров в НО и ОПЗ. Это позволяет применять облучение протонами, дейтронами и α -частицами для межэлементной изоляции сверхскоростных интегральных схем на основе арсенида галлия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lang D.V.//J.Appl.Phys. 1974, v. 45, p. 3023.
2. Кошкин В.М., Забродский Ю.Р.// ФТТ, 1974, т. 16, с. 3480.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ИОННО-ЛУЧЕВОГО ЛЕГИРОВАНИЯ ГЕТЕРОКОМПОЗИЦИИ «КРЕМНИЙ НА САПФИРЕ» МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ДИСЛОКАЦИОННОЙ СТРУКТУРЫ

А.В. Скупов, С.В. Оболенский
ФГУП «ФНПЦ НИИ измерительных систем им. Ю.Е. Седакова»,
Н.Новгород, Россия

В работе предложена модель расчета методом Монте-Карло по алгоритму /1/ профилей пространственного распределения имплантируемой примеси и радиационных дефектов в структурах «кремний на сапфире», учитывающая наличие кристаллографических дефектов (дислокаций) в приборных слоях. Известно /2/, что дислокации неравномерно распределены по объему эпитаксиальной пленки кремния: их концентрация у границы раздела с сапфиром может достигать значения 10^{12} см^{-2} и спадает до $10^8\text{-}10^9 \text{ см}^{-2}$ на расстоянии 2-3 мкм от нее. С учетом этого факта в предложенной модели предполагается, что плотность дислокаций изменяется с расстоянием от облучаемой поверхности (x) по заданному закону $N_d(x)$. Считается, что дислокации имеют полное ядро, каждая из них представляется в виде сферической полости радиуса $R \sim 10 \text{ \AA}$. Внутри полости происходит только неупругое торможение ускоренных частиц. Вероятность их попадания в полость разыгрывается в конце «свободного пробега» с вероятностью $P = \pi R^2 N_d(x)$.

Были рассчитаны профили пространственного распределения ионов бора и фосфора, внедряемых с энергиями 30÷100 кэВ, а также возникающих при этом радиационных дефектов. Сравнительный анализ результатов, полученных по предложенной модели и без учета влияния структурных дефектов, показал, что отличие среднего проецированного и латерального пробегов ионов и их дисперсий не превышает 8% для энергий из рассматриваемого интервала для обоих типов ионов. Отличие концентрации вакансий на одной и той же глубине может достигать для легких ионов 120% (бор, 60 кэВ) и более 800% для ионов средних масс (фосфор, 100 кэВ). Такое расхождение результатов объясняется большей глубиной внедрения ионов в материал с дислокациями и смещением профиля концентрации генерируемых дефектов в глубину «мишени».

ЛИТЕРАТУРА

1. Biersack J.P., Huggmark L.G.//Nucl. Instr. and Meth. 1980, v. 174. p. 257
2. Папков В.С., Цыбульников М.Б. Эпитаксиальные кремниевые слои на диэлектрических подложках и приборы на их основе. – М.: Энергия, 1979, с. 88

ВЛИЯНИЕ СЛАБОИНТЕНСИВНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ НА МИКРОТВЕРДОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ

Ю.И. Головин, А.А. Дмитриевский, Н.Ю. Сучкова, С.В. Толотаев
Тамбовский государственный университет им. Г.Р. Державина,
г. Тамбов, Россия

Малодозовое облучение способно вызывать значительные изменения физических (электрических и механических) свойств твердых тел /1-3/. Качественное сходство зависимостей микротвердости H от флюенса Φ , полученных на разных материалах и при разных типах заряженных частиц /2,3/ внушает уверенность в общности механизмов наблюдаемых явлений. Немонотонный характер зависимости $H(\Phi)$ /2,3/ не удается объяснить на основе общепринятых представлений и механизмов, развитых для областей умеренных и больших доз. Пониманию природы малодозовых эффектов может способствовать информация о типе радиационных дефектов (РД), доминирующих на разных стадиях облучения. Для кремния величина H определяется, главным образом, подвижностью неравновесных точечных дефектов /4/. На этом основании, в качестве чувствительного индикатора состояния подсистемы РД может выступать величина H .

Настоящая работа была посвящена исследованию немонотонных во времени изменений микротвердости монокристаллов кремния, индуцируемых слабоинтенсивным ($10^5 < I < 10^6$ см⁻²с⁻¹) облучением электронами со средней энергией $E \approx 0,5$ МэВ.

В экспериментах исследовались монокристаллические образцы кремния, выращенные методом зонной плавки. В качестве источника бета-частиц использовался препарат на основе $^{90}\text{Y} + ^{90}\text{Sr}$.

Показано, что процесс преобразования подсистемы структурных (собственных и радиационных) дефектов кремния, индуцируемый слабоинтенсивным бета-облучением, является многостадийным.

Методами изохронного отжига на разных стадиях облучения и исследования скорости изменения H от интенсивности облучения показано, что первый из двух наблюдаемых пиков разупрочнения (на зависимости микротвердости от времени облучения) связан с накоплением комплексов РД, включающих две вакансии ($V_2\text{-O}_2$ и/или $V_2\text{-O-C}$). За появление второго пика разупрочнения отвечают РД типа V-O (А-центры) и/или C-O.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lindstrom J.L., Murin L.I., Svensson B.G., Markevich V.P., Hallberg T. // *Physica B*, 2003, v. 340-342, p. 509
2. Тетельбаум Д.И., Баянкин В.Я. // *Природа*, 2005, № 4, с. 9
3. Головин Ю.И., Дмитриевский А.А., Пушкин И.А., Сучкова Н.Ю. // *ФТТ*, 2004, т. 46, № 10, с. 1790
4. Golovin Yu.I., Tyurin A.I., Farber B.Ya. // *Phil. Mag.* 2002, v. A82, p. 1857

ДЕФЕКТНЫЕ ЦЕНТРЫ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ДИОКСИДА ГЕРМАНИЯ, ОБЛУЧЕННЫХ ИОНАМИ КРЕМНИЯ

О.Н. Горшков, Д.И. Тетельбаум, И.Н. Антонов, А.Н. Михайлов,
В.А. Камин, А.П. Касаткин
НИФТИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

В [1] на основе анализа фотолюминесцентных свойств пленок GeO_2 исследована трансформация дефектных центров в этих пленках, обусловленных облучением ионами кремния и последующим отжигом. В настоящей работе эти вопросы изучаются на основе анализа оптических спектров пропускания пленок GeO_2 . Пленки были получены методом магнетронного реактивного ВЧ-распыления порошковых мишеней диоксида германия. Спектры пропускания образцов в диапазоне длин волн (190÷1000) нм измерялись на спектрофотометре СФ-26. Для облучения ионами кремния формировались прозрачные пленки, спектры пропускания которых имели резкий край оптического поглощения, а эффективная ширина запрещенной зоны E_g была близка к значению $E_{g0}=5.6$ эВ, характерному для объемных стекол GeO_2 [2] (значения E_g определялись из зависимостей Тауца). Облучение проводилось ионами кремния с энергией 100 кэВ дозами $3 \cdot 10^{16}$ - $3 \cdot 10^{17}$ см⁻². Постимплантационный отжиг осуществлялся в атмосфере азота при температуре 1000 °С в течение 2 часов. Облучение пленок с $E_g \sim E_{g0}$ приводило к уменьшению величины E_g . Основными центрами в пленках, которые образуются в процессе ионного облучения и проявляют себя в области энергий 4-5.6 эВ, являются германиевые электронные центры (ГЭЦ), нейтральные кислородные вакансии (НКВ) и Ge^{2+} -центры (ГЭЦ-1 – при $E = 4,5$ эВ, НКВ и Ge^{2+} - при $E = 5,1$ эВ, ГЭЦ-2 – при $E = 5,6$ эВ) [3]. Постимплантационный отжиг уменьшал содержание дефектов. Это объясняется восстановлением при отжиге связей, оборванных в процессе облучения. Аналогичное восстановление происходит при температурной обработке необлученных пленок с $E_g < E_{g0}$: отжиг таких пленок как в кислороде, так и в азоте приводил к увеличению E_g , восстанавливая связи германия с «замурованным» кислородом. При этом диффузия кислорода из атмосферы отжига не оказывала существенного влияния.

Работа выполнена в рамках проектов Минобрнауки (РНП.2.1.1.4022 и РНП.2.1.1.4737).

ЛИТЕРАТУРА

1. Горшков О.Н., Дудин Ю.А., Камин В.А., Касаткин А.П., Михайлов А.Н., Новиков В.А., Тетельбаум Д.И. // Письма в ЖТФ, 2005, Т.31, Вып.12, с.39.
2. Nishii J., Fukumi K., Yamanaka H., Kawamura K., Hosono H., Kawazoe H. // Phys. Rev. B, 1995, V.52, No.3, P.1661.
3. Essid M., Brebner J.L., Albert J., Awasu K. // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B, 1998, V. 141, P. 616.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ОКСИДА АЛЮМИНИЯ ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ ИОНАМИ ЖЕЛЕЗА И ОТЖИГА

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

Облучение ионами диэлектриков перспективно для модификации оптических, механических и других свойств. Изменения происходят вследствие введения радиационных дефектов (РД), их кластеризации и формирования новых химических соединений. Степень влияния РД и их комплексов на оптическое поглощение Al_2O_3 зависит от способности внедренных элементов замещать атомы решетки. После облучения ионами, обладающими высокой способностью к замещению катионов (0.7-0.98), доминирующий вклад вносят дефекты замещения и их кластеры /1, 2/. Влияние на свойства Al_2O_3 имплантации ионов со степенью замещения катионов 0.4-0.7 практически не изучено. В работе исследовано поглощение поликристаллического корунда после облучения ионами Fe^{n+} (100 кэВ, $\Phi=10^{15}-10^{17}$ см⁻²) и последующего отжига ($P=1-10^5$ Па, $T=300-1800$ К). Установлено влияние дефектов замещения Fe_{Al}^{n+} , их кластеров и комплексов с участием вакансионных $V_{O,Al}$ и междоузельных дефектов Al_i на поглощение. Влияние наноразмерных металлических включений железа незначительно /3/. Анализ параметров поглощения позволил идентифицировать дефекты и примесно-вакансионные комплексы (ПВК). Неэффективное накопление уровней дефектов Al_i , Fe_{Al} и V_O (полосы с $\epsilon=4.0, 4.7$ и 5.4 эВ /1, 2/) обусловлено низкой степенью замещения катионов ионами железа 0.5-0.7 /1/, перезарядкой дефектов $F^+ \rightarrow F^{0...2+}$, обменом электронами между РД в ПВК. Локальные полосы 2.3, 3.4, 3.7 и 4.6 эВ, наведенные дефектами Fe_{Al}^{3+} и их кластерами, проявляются после отжига при 300-1200 и 1700-1800 К, а ПВК - при 1300-1600 К. В интервалах 1.5-3.2 и 2.9-4.1 эВ на поглощение оказывают влияние биографические V_{Al} и Al_i с концентрацией $N_i \geq 5 \cdot 10^{19}$ см⁻³ /2/ и перезарядка $Fe_{Al}^{0...2+} \leftrightarrow Fe_{Al}^{3+}$ /3/. При отжиге 300-1300 К доминирующий вклад в межзонное поглощение в интервалах 1.8-4.0 и 3.4-4.1 эВ вносят кластеры $Fe_{Al}^{n+} \dots Fe_{Al}^{n+}$, биографические V_{Al} и радиационные Al_i . Между дефектами V_O и Fe_{Al}^{n+} в ПВК ($\epsilon=4.0-5.0$ эВ) реализуется слабая связь. Формирование после отжига при 1000-1600 К стабильных ПВК ($N_i \geq 3 \cdot 10^{20}$ см⁻³) обуславливает взаимосвязь параметров межзонного поглощения и локальных уровней в интервалах 3.5-3.9 и 4.4-4.8 эВ. Оксиды железа влияют на поглощение при 1.5-2.8 эВ. ПВК на основе Fe_{Al}^{3+} и $V_{Al}^{0(-)}$ термостабильны до 1800 К, обладают локализованными при 2.6-4.0 эВ состояниями и определяют межзонное поглощение в полосе 3.1-4.1 эВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ning Y., Qingzhe W., Clarke D.R. et al //J.Appl.Phys. 1995, v. 79, № 9, p. 5412
2. Кабышев А.В., Конусов Ф.В. //Поверхность. 2006, № 3, с. 58
3. Kurmaev E.Z. et al //Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. 2000, v. B 168, № 3, p. 395.

ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОКСИДНЫХ ПЛЕНОК, ПОЛУЧЕННЫХ НА ИОННО-МОДИФИЦИРОВАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ ЦИРКОНИЯ

И.В.Олейников, Б.А.Калин, Н.В.Волков, О.В.Щербаков,
С.Н.Тимошин

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

Одной из задач, связанных с получением стабильных свойств оксидных пленок является разработка неразрушающих методов контроля их свойств, в качестве которого может быть предложена оптическая спектроскопия. Целью настоящей работы явилось изучение оптических свойств металлических образцов из циркония 100 и оксидов на нем (окисление проведено в пароводяной среде, 350 °С, 20 МПа), а именно спектров отражения $R\%(\lambda)$ в инфракрасной области длин волн. Поверхность части образцов легирована атомами Al, Fe, Mo, Y методом ионного перемешивания при облучении системы «многослойная пленка–циркониевая подложка» пучком ионов Ag^+ с широким энергетическим спектром.

Сравнение спектров отражения от поверхности легированных образцов с оксидными пленками выявляет в них ряд особенностей. Спектр отражения $R\%(\lambda)$ от легированных образцов расположен, как правило, выше спектра от нелегированных образцов (рис.1).

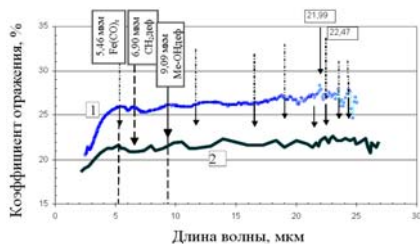


Рис.1. Спектры отражения системы «оксид-металл» после окисления в течение 1200 (1) и 3000 ч (2) образцов ионно-легированных атомами AlFeMoY

На спектре отражения от поверхности образцов в штатном состоянии наблюдаются максимумы отражения на длинах волн 5,4; 11,8; 16,5; 21,5 мкм, а на спектре $R\%(\lambda)$ от легированных образцов пики отражения практически отсутствуют (за исключением длин 21,99; 22,47 и 24,3 мкм). При увеличении времени окисления (600, 1200, 3000 ч) число максимумов в спектре отражения увеличивается.

Как показывает подробный анализ, зависимостей $R\%(\lambda)$ на образцах циркония, легированных Al, Y и одновременно Al-Fe-Mo-Y формируется более плотная оксидная пленка моноклинной модификации, имеющая мелкокристаллическую структуру.

НАНОТВЕРДОСТЬ И ТОПОГРАФИЯ ПОВЕРХНОСТИ КРЕМНИЯ С ПОКРЫТИЯМИ, НАНЕСЕННЫМИ ПРИ ИОННОМ АССИСТИРОВАНИИ

В.В. Тульев¹⁾, П.В. Уляшко¹⁾, И.С. Ташлыков²⁾, С.М. Барайшук²⁾

¹⁾Белорусский государственный технологический университет,
Минск, Беларусь

²⁾Белорусский государственный педагогический университет им.
Максима Танка, Минск, Беларусь

В данной работе изучались механические свойства и топография поверхности кремния, модифицированной ионно-ассистированным в условиях самооблучения осаждением покрытий на основе С, Со, Мо, Ti и Zr. При измерении нанотвердости покрытий нагрузка на индентор изменялась в интервале от 0.4 до 20 мН. Глубина проникновения индентора при этом менялась в интервале от 0.05 до 0.4 мкм. Общее время нагружения индентора составляло 14.5 с. Данные силы нагрузки и глубина проникновения индентора измерялись с интервалом в 0.5 с. Для каждого образца было проведено 5 измерений в различных точках покрытия. После этого данные усреднялись по всему образцу. Температура при испытаниях на нанотвердость составляла ~ 22 - 23°С. По данным эксперимента были проведены расчеты нанотвердости (H) и модуля Юнга (E) поверхности кремния. Данные представлены в таблице.

Таблица. Нанотвердость и модуль Юнга поверхности кремния до и после ионно-ассистированного осаждения покрытий

Образцы	H , ГПа	\bar{E} , ГПа
Si	$13,20 \pm 4,35$	106,8
C/Si	$12,89 \pm 0,41$	103,1
Co/Si	$13,26 \pm 5,51$	103,1
Mo/Si	$13,64 \pm 7,32$	105,1
Ti/Si	$12,86 \pm 2,61$	100,8
Zr/Si	$11,41 \pm 8,91$	139,0

увеличивается. В этом случае снижение твердости поверхности приводит к увеличению ее упругости.

При изучении топографии поверхности исходного и модифицированного кремния было определено, что шероховатость исходного кремния незначительна и составляет 0.17 нм, и увеличивается при осаждении покрытий на основе графита до 0.31 нм и титана до 1.1 нм.

Результаты измерений показали, что нанотвердость и модуль Юнга поверхности C/Si, Co/Si, Mo/Si и Ti/Si структур сравнимы с нанотвердостью и модулем Юнга исходного кремния. Исключение составляет поверхность Zr/Si структуры, для которой нанотвердость уменьшается, а модуль Юнга увеличивается.

ЭЛЕМЕНТНЫЙ СОСТАВ И ТОПОГРАФИЯ ПОВЕРХНОСТИ РЕЗИН НА ОСНОВЕ БУТАДИЕН-НИТРИЛЬНЫХ КАУЧУКОВ

И. С. Ташлыков, О. Г. Верес

Белорусский государственный педагогический университет имени Максима Танка, Минск, Беларусь

Ионно-ассистированное осаждение покрытия в процессе модифицирования изделия из резины на основе полярных каучуков приводит к изменению структурного состояния и элементного состава поверхности резины /1/.

Исследование элементного состава и топографии поверхности исходной резины вызвано необходимостью установления закономерностей протекания физико-химических процессов на поверхности резины, модифицированной осаждением покрытий в условиях самооблучения.

С помощью ядерно-физического метода резерфордского обратного рассеяния ионов гелия с $E_0=1,4$ МэВ и программы компьютерного моделирования RUMP определен элементный состав на поверхности и в объеме резины на основе бутадиен-нитрильных каучуков марок: 7-ИРП-1068, 7-В-14, РС-26 (см. таблицу).

Таблица. Элементный состав резины.								
Марка резины	Содержание химических элементов, ат %, <u>поверхность</u> (45-75 нм) и объем							
	H	C	N	O	Na	S	Ca	Zn
7-ИРП-1068	<u>33,58</u>	<u>51,50</u>	<u>4,00</u>	<u>7,00</u>	<u>0,00</u>	<u>1,30</u>	<u>0,40</u>	<u>2,22</u>
	39,28	56,00	3,00	1,20	0,05	0,25	0,05	0,17
7-В-14	<u>36,80</u>	<u>52,60</u>	<u>1,50</u>	<u>6,00</u>	<u>0,00</u>	<u>1,20</u>	<u>0,70</u>	<u>1,20</u>
	39,98	56,88	1,00	1,50	0,02	0,10	0,40	0,22
РС-26	<u>36,06</u>	<u>54,14</u>	<u>4,00</u>	<u>4,50</u>	<u>0,00</u>	<u>0,40</u>	<u>0,40</u>	<u>0,50</u>
	38,80	56,18	2,50	2,00	0,02	0,10	0,20	0,20

Установлено, что на поверхности резины (эффект "выцветания") в слое 45-75 нм содержание O, S, Ca и Zn выше, чем в объеме резины (повышенная концентрация кислорода объясняется, по-видимому, окислением цинка на поверхности резины).

При изучении топографии поверхности с применением атомно-силового микроскопа NT-206 установлено, что средняя шероховатость на площади 5×5 мкм исходной резины составляет 13,4 нм, а модифицированных нанесением покрытий – от 48,7 до 80,8 нм.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ташлыков И.С., Касперович А.В., Верес О.Г. // Труды БГТУ. Выпуск XI. Химия и технология органических веществ. - Мн.: 2003, с. 73-77.

ИЗУЧЕНИЕ ДИНАМИКИ ОБРАЗОВАНИЯ НАНОСИЛИЦИДОВ МЕТАЛЛОВ В ПРОЦЕССЕ ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИИ И ОТЖИГА

Д.А. Ташмухамедова, Б.Е. Умирзаков, И.П. Парманкулов, А.М. Гулямов
Ташкентский государственный технический университет,
Ташкент, Узбекистан

Низкоэнергетическая ионная имплантация, как метод целенаправленного изменения физико-химических свойств поверхности материалов различной природы, используется с 1970 – 75 годов. Результаты работ, проведенных в последние годы, показали /1, 2/, что этот метод в сочетании с отжигом позволяет получать на поверхностной области твердых тел наноразмерные структуры. В данной работе изучена динамика образования нанокристаллов силицидов металлов в процессе ионной имплантации в сочетании с отжигом. Исследования проводились с использованием методов РЭМ, ДБЭ, ОЭС и УФЭС. Ионная имплантация, отжиг и все исследования проводились в одном и том же универсальном экспериментальном приборе в условиях сверхвысокого вакуума.

Наши исследования показали, что как с фундаментальной, так и с практической точки зрения наибольший интерес представляет кремний, легированный ионами низких энергий с дозами $D \approx 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и с $D \approx 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$. В первом случае образуются аморфные нанокластеры, а во втором – нанопленки, причем в обоих случаях поверхность обогащается ($C \geq 50 \text{ ат.}\%$) атомами легирующего элемента. Анализ картин РЭМ показал, что до прогрева обнаруживаются четыре кольцевидные области: 1 – сильно легированная (центральная) область; 2 – область при которой концентрация Ва уменьшается от 55 ат.% до нуля; 3 – область подложки (кремния), разупорядоченного под действием ионной имплантации; 4 – не разрушенная область подложки. В сильно легированной области содержится некоторое количество силицидов типа BaSi , BaSi_2 и избыточные атомы Ва, а в слабо легированной области – в основном несвязанные атомы Ва. После прогрева при $T=1200 \text{ K}$ поверхность ионно-имплантированного кремния полностью кристаллизуются и на картине РЭМ четко обнаруживаются только две области – область силицида (BaSi_2) и подложки (Si). Между этими областями обнаруживается узкая область, по-видимому, обусловленная возникновением напряжения на границе силицид-кремний из-за несоответствия постоянных решеток кремния ($a=5,43\text{\AA}$) и BaSi_2 ($a = 6,71 \text{\AA}$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Ташмухамедова Д.А., Умирзаков Б.Е., Миржалилова М.А. //Известия АН. Серия физическая, 2004, т. 68, № 3, с. 424.
2. Пархоменко Ю.Н., Герасименко Н.Н., Иржак А.В. //Материалы электронной техники, 2003, №1, с. 45.

ИЗУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ ТРЕХСЛОЙНЫХ УЛЬТРАТОНКИХ ПЛЕНОК $\text{CoSi}_2/\text{CaF}_2/\text{GaAs}$

М.Т.Нормурадов, Б.Е.Умирзаков, А.К.Ташатов, Д.А.Ташмухамедова,
М.А.Миржалилова
Ташкентский государственный технический университет,
Ташкент, Узбекистан

Нанопленочные МДП, ПДП системы на основе силицидных пленок представляют особый интерес в создании новых чрезвычайно сложных приборов твердотельной электроники. Изготовление подобных гетероструктур требует умения контролировать с высокой точностью физические, химические и электрические свойства материалов. Однако, таких сведений для многослойных многокомпонентных наносистем очень мало. В данной работе изучен состав, электронная и кристаллическая структура системы $\text{CoSi}_2/\text{CaF}_2/\text{GaAs}$. Эпитаксиальные пленки CoSi_2 с толщиной $\theta = 50 - 60 \text{ \AA}$ получены на поверхности Si имплантацией ионов Co в Si в сочетании с отжигом. Пленки CaF_2 ($\theta = 200 \text{ \AA}$) и GaAs ($\theta = 120 \text{ \AA}$) выращены методом МЛЭ. Состав и концентрация атомов по глубине определялась оже – электронной спектроскопией в сочетании с ионным травлением, топография поверхности и кристаллическая структура пленок изучалась методами РЭМ и ДБЭ, соответственно, а электронная структура изучалась – УФЭС. Результаты экспериментов показали, что между пленками CoSi_2 и CaF_2 формируется переходной слой, с толщиной $20 - 30 \text{ \AA}$, а между CaF_2 и GaAs – с $\theta = 60 - 70 \text{ \AA}$.

При этом на границе раздела $\text{CoSi}_2/\text{CaF}_2$ и CaF_2/GaAs образуется изгиб зон. Разрыв краев зон определялся по формуле:

$$\Delta E_C = \chi_1 - \chi_2$$

где χ - значение электронного сродства.

Учитывая соотношение $\Phi = \chi + E_g$, разрыв краев валентной зоны определен:

$$\Delta E_V = \Phi_2 - \Phi_{1,2}$$

где Φ – фотоэлектронная работа выхода, E_g – ширина запрещенной зоны.

Таблица. Значение сродства к электрону χ , ширины запрещенной зоны E_g , величины постоянной решетки a нанопленок и величины разрыва краев зон ΔE_V и ΔE_C в контактной области $\text{CoSi}_2/\text{CaF}_2$ и CaF_2/GaAs

Пленки	χ , эВ	E_g , эВ	a , \AA	ΔE_V , эВ	ΔE_C , эВ
CoSi_2	4,5	0,5	5,40	4,6	3,5
CaF_2	0,1	9,1	5,45		
GaAs	4	1,4	5,65	3,7	3

В таблице приведены параметры энергетических зон и кристаллической решетки пленок CoSi_2 , CaF_2 и GaAs.

В работе дается анализ полученных результатов.

ВЛИЯНИЕ ПРОГРЕВА И ЭЛЕКТРОННОЙ БОМБАРДИРОВКИ НА СОСТАВ И СТРУКТУРУ СИЛИЦИДНЫХ НАНОПЛЕНОК

Б.Е. Умирзаков, Д.А. Ташмухамедова, Б.А. Кадилов, Д.М. Мурадкабилов,
Ташкентский государственный технический университет,
Ташкент, Узбекистан

Для создания нанопленок и наноструктур на основе различных материалов и для изучения их свойств часто используются методы молекулярно лучевой эпитаксии, термодиффузии, ионной имплантации и др. В частности, нами установлено, что метод термодиффузии позволяет получать однородные силицидные нанопленки с толщиной d от 50 – 60 Å до 250 – 300 Å, а метод низкоэнергетической ионной имплантации – от 20 – 25 Å до 50 – 70 Å.

Данная работа посвящена исследованию влияния температурного прогрева, электронной и ионной бомбардировки, выдержки в атмосфере воздуха на состав и свойства нанопленок $BaSi_2/Si$ и $CoSi_2/Si$, полученных методом ионной имплантации в сочетании с отжигом. Все технологические обработки (ионная имплантация, отжиг и исследования состава и свойств образцов) проводились в одном и том же универсальном экспериментальном приборе, в условиях сверхвысокого вакуума ($P=10^{-8}$ Па).

При прогреве $BaSi_2/Si$ с $d = 30$ Å до температуры $T = 1000 - 1100$ К концентрация бария C_{Ba} и значение работы выхода $e\phi$ практически не меняется, что соответствует температуре формирования пленок $BaSi_2/Si$. При $T = 1200$ К начинается разложение $BaSi_2$ на составляющие и испарение атомов Ba с поверхности. С дальнейшим ростом температуры C_{Ba} в приповерхностной области резко уменьшается, а $e\phi$ резко увеличивается, приближаясь к $e\phi$ чистого Si.

Бомбардировка $BaSi_2/Si$ с энергией $E_e = 0,6$ кэВ при плотности энергии $j_e = 2 - 2,5$ мА/см² не приводит к изменению значений $e\phi$ и C_{Ba} . При увеличении j_e до 3 мА/см² наблюдается разложение $BaSi_2$ и некоторое обогащение поверхности атомами Ba, следовательно $e\phi$ уменьшается на 5 – 10 %. С дальнейшим ростом j_e происходит интенсивное разложение $BaSi_2$ и испарение атомов Ba с поверхности. Плотность электронного тока J_e^* при которой начинается разложение $BaSi_2$ в области $E_e = 0,5 - 1$ кэВ мало зависит от энергии электронов. В интервале $E_e = 1 - 5$ кэВ с ростом E_e значения J_e^* монотонно уменьшается.

При длительной выдержке силицидных пленок в атмосфере воздуха их эмиссионные свойства (максимальное значение коэффициента вторичной электронной эмиссии σ_m) существенно изменяются. Это обусловлено адсорбцией атомов и молекул газов входящих в состав воздуха (более 90 % кислорода). Толщина этих слоев составляет 5 – 6 атомных слоев. Кратковременный высокотемпературный отжиг в условиях сверхвысокого вакуума практически полностью удаляет чужеродные атомы и состав и свойства характерные для данного силицида полностью восстанавливаются.

ЭФФЕКТ ФОКУСИРОВКИ АТОМОВ, РАСПЫЛЕННЫХ С ГРАНИ (001) Ni, В СЛУЧАЕ ГАУССОВСКОГО ПУЧКА ЭМИТИРУЕМЫХ АТОМОВ

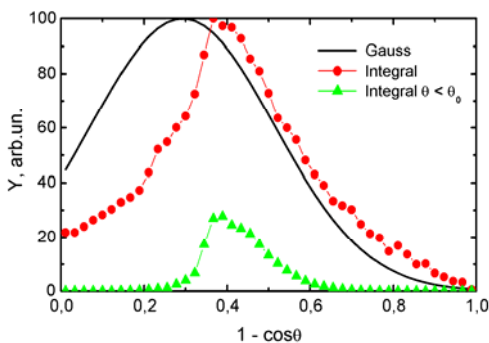
В.Н. Самойлов, В.И. Шпиньков

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

В работе продолжено исследование распределения распыленных атомов по полярному и азимутальному углам и энергии. Расчеты были проведены в рамках модели /1/. Рассматривалась эмиссия пучка атомов, распределенных по Гауссу по $\cos\vartheta_0$ (см. также результаты /2/) и φ_0 , из узла на поверхности (001) Ni в азимутальных направлениях $\langle 100 \rangle$ (угол $\varphi = 0$):

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

Обнаружено, что при достаточно широком распределении эмитируемых атомов по начальным углам происходит значительная фокусировка потока распыленных атомов. Интегральное по энергии полярное распределение распыленных атомов в интервале $-7,5^\circ < \varphi < 7,5^\circ$ для пучка эмитируемых атомов с параметрами $\theta = \pi/4$, $\delta\vartheta_0 = 18^\circ$ ($\delta_1 = \sin\theta$



представлено на рисунке. Ширина интегрального распределения на полувысоте в $\sim 1,48$ раза меньше ширины начального распределения, для энергии распыленных атомов 4 эВ и 20 эВ в $\sim 1,78$ и $\sim 2,09$ раза меньше. Сильно блокированные атомы (вылетевшие под углами $\vartheta < \vartheta_0$) составляют существенную долю атомов в максимуме распределения. При энер-

гии 55 эВ она составляет $\sim 78\%$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Самойлов В.Н., Корсакова О.С., Елесин В.А. // Известия РАН. Сер. физ., 2000, т. 64, № 4, с. 821.
2. Судоргин А.С., Самойлов В.Н. // Материалы XVII Международной конференции "Взаимодействие ионов с поверхностью". - М.: Изд-во МАИ, 2005, т. 1, с. 157.

УПРОЧНЕНИЕ БИОЦЕМЕНТА $\text{Ca}^5/(\text{PO}^4)^3 \text{OH}$] МАЛЫМИ ФЛЮЕНСАМИ БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

А.Б. Коршунов¹⁾, В.Н. Кузнецов¹⁾, И.В. Голубцов²⁾, А.Н. Иванов³⁾,
К.А. Агахи¹⁾, В.К. Ковальков¹⁾ В.И. Путляев²⁾, А.Г. Вересов⁴⁾

¹⁾НИИ механики МГУ, Москва, Россия

²⁾Химический факультет МГУ, Москва, Россия

³⁾Московский государственный институт стали и сплавов (технологический университет), Москва, Россия

⁴⁾Факультет науки о материалах МГУ, Москва, Россия

Главными особенностями биоактивного костезамещающего цемента – на основе гидроксиапатита $\text{Ca}^5/(\text{PO}^4)^3 \text{OH}$] являются его полная совместимость с организмом, биорезорбируемость (растворимость), достаточная для проростания костной ткани в имплантант, и использование организмом молекул гидроксиапатита для формирования растущей костной ткани. Попытки приблизить микроструктуру материала к микроструктуре кости наталкиваются на падение механических характеристик имплантанта (прежде всего трещиностойкости и усталостной прочности). Современное материаловедение располагает рядом мер, улучшающих механические свойства материала, например таких, как создание волокнистых композитов или дуплексной микроструктуры в биокерамике.

В данной работе используется иной метод – трансформационное упрочнение – модификация тонкой кристаллической структуры материала малыми интегральными потоками (флюенсами) быстрых электронов. Методом рентгеновской дифрактометрии показано, что облучение быстрыми электронами уменьшает размеры областей когерентного рассеяния (блоков) материала. Уменьшение размеров блоков означает увеличение концентрации дислокаций, образующих их стенки. При оптимальных режимах облучения размеры блоков уменьшаются не менее, чем в 2 раза. Поскольку предел текучести обратно пропорционален корню квадратному из размеров блоков, то его максимальное увеличение составляет не менее 42%. Примерно на ту же величину возрастает предел пропорциональности, т.е. область справедливости закона Гука.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты №№ 05-08-50256а, 04-01-00325, 05-03-32768а).

ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ, ФАЗОВЫЕ ТРАНСФОРМАЦИИ И ДИФфуЗИЯ В КОМПОЗИЦИОННЫХ СЛОЯХ КОРУНДА, НАНОСТРУКТУРИРОВАННОГО ИОННОЙ ИМПЛАНТАЦИЕЙ И ТЕРМООБРАБОТКОЙ

С.М. Дуванов¹⁾, А.В. Кабышев²⁾, А.Г. Балог³⁾

¹⁾Институт прикладной физики НАН Украины, г. Сумы, Украина

²⁾НИИ высоких напряжений при ТПУ, г. Томск, Россия

³⁾Дармштадский технический университет, г. Дармштадт, Германия

Представлены результаты исследования электропроводности, эффективной диффузии имплантата, фазовых трансформаций, эволюции размеров включений новой фазы в поликристаллическом корунде ($\alpha\text{-Al}_2\text{O}_3$), модифицированном импульсной ионной имплантацией с последующим термическим отжигом в вакууме. Образцы Al_2O_3 были имплантированы ионами Ti ($50\text{...}150$ кэВ, 10^{17} $\text{Ti}^{+,++,+++}/\text{см}^{-2}$, комнатная температура) и отожжены при 1030°C (0,5, 4, 12 ч) в вакууме. Анализ образцов реализован с использованием резерфордского обратного рассеяния (ROR) 2-х МэВ-ных ионов $^4\text{He}^+$, резонансной ядерной реакции (РЯР) $^1\text{H}(^{15}\text{N}, \alpha\gamma)^{12}\text{C}$, возбуждаемой при энергии 6,41 МэВ, просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), рентгеновской дифракции (РД) со скользящим падением пучка и рентгеновской фотоэлектронной спектроскопии (РФЭС). ROR-анализ показал, что концентрационные профили Ti-импланта сильно изменяются при различных временах отжига. Форму профилей импланта можно описать суперпозицией диффузионной компоненты и двух приповерхностных пиков. Широкий пик отнесён к диффузионному распределению, два последних – результат формирования наночастиц двух типов (средний размер 30...50 нм) на различных глубинах. При этом размеры и глубина залегания частиц слабо меняются при отжиге, что согласуется с данными ПЭМ-анализа. РД- и РФЭС-данные указывают на фазовые трансформации мелкодисперсных включений. При РЯР-анализе исходного имплантированного образца выявлен приповерхностный слой толщиной около 40 нм, обогащённый водородом на уровне 0,75 ат.%. Извлечены эффективные коэффициенты диффузии Ti-импланта. Их величины указывают на два различных механизма протекания диффузии при 1030°C , но различных временах отжига. Обсуждается возможный механизм диффузии имплантата и стабильности наночастиц. Изменение механизма диффузии и характера кинетики электропроводности связывается с образованием и распадом включений интерметаллидов, их внутренним окислением и рекристаллизацией матрицы корунда в результате отжига в вакууме.

ИССЛЕДОВАНИЕ СОДЕРЖАНИЯ ВОДОРОДА В
НАНОКОМПОЗИТНЫХ ПОКРЫТИЯХ ТИПА $nc - TiC / a - C : H$

А.С. Узбяков¹⁾, Н.Г. Чеченин¹⁾, В.С. Куликаускас¹⁾, Y. Pei²⁾,
D. Vainstein²⁾, J.Th.M. De Hosson²⁾

¹⁾НИИЯФ МГУ, Москва, Россия,

²⁾Materials Science Center, University of Groningen, The Netherlands

Наноккомпозитные покрытия типа $nc - TiC / a - C : H$ привлекают все возрастающий интерес для промышленных приложений. При определенных составе и микроструктуре эти покрытия обладают оптимальным соотношением микротвердости, упругости, износоустойчивости и другими важнейшими трибологическими свойствами. Покрытия представляют собой аморфную углеродную структуру с инкорпорированными нанокристаллическими или нанокерамическими преципитатами (в нашем случае - это нанокристаллы TiC). Контролируя размер и объем нанокристаллической фазы, можно сделать покрытия со сбалансированной прочностью и гибкостью.

С помощью методов ERD, POP и ЯОР нами исследовалось содержание водорода и титана в покрытиях, полученных осаждением с помощью магнетронного распыления в замкнутом несбалансированном магнитном поле (CFUBMS) в Ar /ацетиленовой атмосфере, в установке Hauzer HTC-1000. Варьировалась скорость потока ацетилена и величина отрицательного смещения на подложке. В качестве анализирующего пучка использовались ионы He⁺ с энергией 2.4 МэВ (POP и ERD), H⁺ с энергией 1.5 МэВ (ЯОР). Исследование показало систематическое изменение концентрации водорода с увеличением скорости потока ацетилена и увеличением отрицательного смещения при осаждении. В докладе анализируется качественная модель такой корреляции.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ НШ – 5365.2006.2 для ведущих научных школ.

АСМ АНАЛИЗ ПОВЕРХНОСТИ ПОСЛЕ СКАЛЫВАНИЯ СЛОЯ В ИМПЛАНТИРОВАННОМ ВОДОРОДОМ (100) КРЕМНИИ

В.П. Попов

Институт физики полупроводников СО РАН, Новосибирск, Россия

С помощью атомно силовой микроскопии (АСМ) исследована морфология поверхности образцов кремния после скалывания имплантированным водородом. Исследовались амплитудные параметры: R_a - среднеарифметическая шероховатость и R_q - среднеквадратичная шероховатость. Измерялись также фрактальные параметры: L_c - длина корреляции и α - степень шероховатости (фрактальная размерность поверхности $D_s = (3 - \alpha)$). Статистический анализ шероховатости с измерением R_q методом ячеек в окнах размером меньшим l_x отличается от метода анализа спектра мощности в том, что при использовании спектра мощности для оценки степени шероховатости поверхности достаточно одного сканирования. Экспонента шероховатости, определенная методом анализа спектра мощности АСМ изображения поверхности размером 10×10 мкм, для структуры КНИ (480 нм) после скалывания, равна $\alpha = 0,59 \pm 0,06$, что не вполне соответствует данным метода ячеек ($\alpha = 0,67 \pm 0,13$).

Показано, что экспоненты α (100) поверхностей, полученных водородным скалыванием, характеризуются величиной в интервале значений $0,4 < \alpha < 0,9$ и зависят от положения образца по отношению к фронту скалывания (Рис.1). Фронт скалывания, в свою очередь, ориентирован на микроскопических участках вдоль направлений (110), а границы фронта являются комбинацией направлений (210), (730) и других высокоиндексных ориентаций (Рис.1). Ориентированные вдоль (100) участки могут возникать при пересечении наклонных плоских дефектов (111) с плоскостью расслоения (100), которые являются центрами зарождения микротрещин (Рис.1). Корреляционная длина l_x для водородного скалывания до 1 мкм (Рис.1в)



Рис.1. АСМ изображение (100) поверхности структуры КНИ (480 нм слой Si) размером $1,5 \times 2,8$ мкм после скалывания фронтом вдоль направления /110]. Наивысший участок (~50 нм) огранен плоскостью (111), двумя плоскостями (337) и одной (112), б) Двумерный Фурье образ поверхности структуры КНИ после скалывания, полученного из АСМ изображения поверхности $4,2 \times 4,2$ мкм с помощью БФП и в) после седьмого окисления структуры КНИ (48 нм слой Si)

также соответствует наибольшим размерам плоских дефектов (111). Уменьшение наклона кривых спектра мощности при меньшем окне сканирования обусловлено упорядочением структуры поверхности на таких расстояниях и означает, что для правильного определения α этим методом размер окна сканирования должен быть много больше

корреляционной длины l_x .

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ОДНОМЕРНЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР, ОБРАЗОВАННЫХ ПЛАНАРНЫМИ СЛОЯМИ НАНОРАЗМЕРНОЙ ТОЛЩИНЫ

В.К. Егоров, Е.В. Егоров, А.С. Кондаков
ИПТМ РАН, г. Черноголовка, Россия

Одномерными периодическими структурами называют плоские многослойные образования, в которых наблюдается строгое периодическое чередование слоев с различающимися свойствами. Наибольший практический интерес вызывают многослойные периодические структуры, в которых последовательно чередуются слои наноразмерной толщины с существенно отличающимися плотностями. Такие структуры иногда называют многослойными рентгеновскими зеркалами, поскольку при надлежащем подборе составов и толщин субслоев, составляющих периодическую пару, оказывается возможным формировать поток отраженного рентгеновского излучения по Брегговскому механизму [1]. При этом субслои, сформированные атомами материала с высокой структурной плотностью, представляют собой подобие атомным плоскостям в кристаллах, а субслои, образованные атомами материалов, характеризующихся с низкой плотностью, моделируют межплоскостное расстояние в кристаллах.

Одной из наиболее эффективных субслоевых пар для приготовления рентгеновских многослойных зеркал являются субслои вольфрама и кремния. В работе изучались особенности многослойных структур $(W/Si)_n$ на кремниевой подложке в условиях их магнетронного осаждения при варьировании толщины субслоев в паре и периода получаемого покрытия. Измерения периода получаемых многослоев осуществлялось методами малоугловой рентгеновской дифрактометрии с применением плоских рентгеновских волноводов-резонаторов. Концентрационное элементное профилирование по толщине покрытия выполнялось методом резерфордского обратного рассеяния ионов He^+ и H^+ на установке Сокол-3 [2]. Результаты этих измерений, выполненных в различных геометриях рассеяния, позволили наблюдать некоторое варьирование толщин субслоев в многослойной структуре, наличие межслоевой диффузии, а также независимо определить полное число периодов в полученном покрытии. В работе установлено, что в рамках используемых технологий приготовления подложки и параметров магнетронного осаждения субслоев удается получать рентгеновские зеркала с высоким коэффициентом Брегговского отражения при толщинах субслоев более 20 нм. Работа выполнялась при частичной поддержке РФФИ (гранты №06-02-16284 и 06-02-17406).

ЛИТЕРАТУРА

1. Зеркальная рентгеновская оптика / под ред. А.В. Виноградова. Л.: Машиностроение. 1989. стр. 463

Научное издание

Тезисы докладов XXXVI международной конференции по физике
взаимодействия заряженных частиц с кристаллами

Под общей редакцией проф. А.Ф.Тулинова -М., 2006. - 171 с.

Редколлегия: В.С.Куликаускас, Г.П.Похил., Е.С.Машкова, В.С. Черныш,
Ю.А. Ермаков

Редактор К.И. Стратилатова