Вестник НЯЦ РК

ПЕРИОДИЧЕСКИЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ
НАЦИОНАЛЬНОГО ЯДЕРНОГО ЦЕНТРА РЕСПУБЛИКИ КАЗАХСТАН

Издается с января 2000 г.

ВЫПУСК 4 «ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА И РАДИАЦИОННОЕ МАТЕРИЛОВЕДЕНИЕ», ДЕКАБРЬ 2001

ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР – к.т.н. ТУХВАТУЛИН Ш. Т.

НАУЧНЫЕ РЕДАКТОРЫ ВЫПУСКА – д.ф-м н. ЖОТАБАЕВ Ж. Р., д.ф-м н. КАДЫРЖАНОВ К. К.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ: д.т.н. АРЗУМАНОВ А.А., к.т.н. АХМЕТОВ М.А., БЕЛЯШОВА Н.Н., КОНОВАЛОВ В.Е., д.ф-м.н. КОСЯК Ю.Г., ПИВОВАРОВ О.С., к.ф-м.н. СИТНИКОВ А.В., д.ф-м.н. ТАКИБАЕВ Ж.С., д.ф-м.н. ТАКИБАЕВ Н.Ж.

ҚР ҰЯО Жаршысы

"ЯДРОЛЫҚ ФИЗИКА ЖӘНЕ РАДИАЦИЯЛЫҚ МАТЕРИАЛТАНУ"

4 ШЫҒАРЫМ, ЖЕЛТОҚСАН, 2001 ЖЫЛ

NNC RK Bulletin

"NUCLEAR PHYSICS AND RADIATION MATERIAL STRUCTURE STUDY"

ISSUE 4, DECEMBER 2001

СОДЕРЖАНИЕ

ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ В ИЯФ НЯЦ РК 5
Кадыржанов К.К., Кутербеков К.А.

О ПАРАМЕТРАХ СТРУКТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЯДЕР, ИЗВЛЕКАЕМЫХ ИЗ АНАЛИЗА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ РАССЕЯНИЯ ЧАСТИЦ..... 10
Кутербеков К.А.

ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РАССЕЯНИЯ АЛЬФА- ЧАСТИЦ С ЭНЕРГИЕЙ 50 МЭВ И СТРУКТУРА ЯДЕР $^{112, 114, 120, 124}$Sn..... 13
Кутербеков К.А., Кухтина И.Н., Садыков Б.М., Мухамбетжан А.М.

ВЛИЯНИЕ ГЕЛИЯ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТАЛИ Х15АГ14, СОДЕРЖАЩЕЙ МАРТЕНСИТНУЮ α′–ФАЗУ..... 19
Максимкин О.П., Тиванова О.В.

ИЗУЧЕНИЕ ТЕРМОДЕСОРБЦИИ ГАЗОВ ИЗ ЦЕРАТА БАРИЯ..... 22
Аксенова Т.И., Хромушин И.В., Бердаулетов А.К., Букенов К.Д., Медведева З.В.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ ^{9}Be(p,γ)^{10}B..... 26
Буртебаев Н., Сагиндыков Ш.Ш., Ибраева Е.Т., Зазулин Д.М., Журынбаева Г.С.

ПОЛУЧЕНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ СОСТОЯНИЙ ЧАСТИЦ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ ИХ В КРИСТАЛЛАХ..... 31
Красовицкий П.М., Такибаев Н.Ж.

ТЕОРИЯ α-КЛАСТЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ЛЕГКИХ АТОМНЫХ ЯДЕР..... 36
Бактыбаев К., Кабулов А.Б., Раманкулов К.Е.

SHEAR PUNCH – НОВЫЙ ПРИБОР И МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВЫСОКОРАДИОАКТИВНЫХ МАТЕРИАЛОВ 43
Гусев М.Н., Максимкин О.П., Матесов Д.С., Чакров П.В.

МЕССБАУЭРОВСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ..... 47
Жубаев А.К., Кадыржанов К.К., Русаков В.С., Верещак М.Ф.

СХЕМА РАСПАДА И СЕЧЕНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ УРОВНЕЙ ^{58,60}Ni в реакции (n,n′γ) 52
Косяк Ю.Г., Чекушина Л.В., Ерматов А.С.

ИЗУЧЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ КЛАСТЕРОВ..... 58
Ленник С.Г. Ливенцова А.С., Такибаев Н.Ж..

ПРОЦЕССЫ ФОРМИРОВАНИЯ ЛЕНТОЧНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ..... 61
Тулеушев А.Ж., Лисицын В.Н., Тулеушев Ю.Ж., Володин В.Н., Ким С.Н.

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ И КАСКАДНО – ВЕРОЯТНОСТНЫХ ФУНКЦИЙ В МЕТАЛЛАХ В (n,p) И (n, α) – РЕАКЦИЯХ..... 67
Купчишин А.И., Купчишин А.А., Шмыгалева Т.А., Тамбовцева Л.Д.

ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИИ НА ФОРМИРОВАНИЕ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ПЕТЕЛЬ И МЕЛКОДИСПЕРСНЫХ ФАЗ В НЕРЖАВЕЮЩИХ СТАЛЯХ, ЛЕГИРОВАННЫХ ГЕЛИЕМ 70
Уткелбаев Б.Д.

ОСНОВНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ГЕЛИЙ- СТИМУЛИРОВАННЫХ МЕЛКОДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ В НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ, ЛЕГИРОВАННОЙ ГЕЛИЕМ..... 73
Уткелбаев Б.Д.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ПЕТЕЛЬ В НЕРЖАВЕЮЩИХ СТАЛЯХ, ЛЕГИРОВАННЫХ ГЕЛИЕМ 82
Уткелбаев Б.Д.

ЭКСПРЕССНЫЕ МЕТОДИКИ ДЛЯ ПОСЛЕРЕАКТОРНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ БЕЗОБОЛОЧКОВЫХ СТЕРЖНЕВЫХ КАРБИДНЫХ ТВЭЛОВ..... 88
Дерявко И.И., Перепелкин И.Г., Пивоваров О.С., Стороженко А.Н.

РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСТАТОЧНЫХ МАКРОНАПРЯЖЕНИЙ В БЕЗОБОЛОЧКОВЫХ СТЕРЖНЕВЫХ КАРБИДНЫХ ТВЭЛАХ 95
Дерявко И.И., Егоров В.С., Ланин А.Г., Перепелкин И.Г., Пивоваров О.С., Таубин М.Л.

АНАЛИЗ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ ^{40}Ca В РАМКАХ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ..... 101
Буртебаев Н.Т., Юшков А.В., Нурабаева Г.У.

УДК 53:001.12/.18

ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ В ИЯФ НЯЦ РК

Кадыржанов К.К., Кутербеков К.А.

Институт ядерной физики

Изложены основные перспективные направления научных исследований, развиваемые в ИЯФ НЯЦ РК, в области ядерной физики, физики твердого тела и прикладной ядерной физики.

Перспективы развития физической науки в современных условиях рыночных отношений связываются с необходимостью умелого сочетания "стратегии" и "тактики" научных исследований. Имеющийся научно-технический потенциал Института ядерной физики и наличие уникальных базовых ядерных установок как изохронный циклотрон У-150М, электростатический ускоритель тяжелых ионов УКП-2-1, реактор ВВР-К, а также признанных коллективов ученых по проведению ядерно-физических исследований дает возможность развивать важнейшие направления фундаментальных исследований по ядерной физике, физике твердого тела и их приложений для развития экономики и промышленности Республики Казахстан.

В ОБЛАСТИ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

Современное развитие науки и техники нуждается в точных и достоверных экспериментальных данных по механизмам ядерных взаимодействий и структуре атомных ядер. В настоящее время исследованы, в основном, самые нижайшие состояния стабильных и некоторых радиоактивных ядер, и имеются далеко не полные экспериментальные данные по свойствам ядерных взаимодействий. В ряде случаев они измерены с недостаточной точностью для развития современных представлений о структуре ядер и механизмах ядерных взаимодействий. Такие данные нужны не только для решения фундаментальных проблем ядерной физики, но и в различных отраслях науки и их практических приложениях (ядерная и термоядерная энергетика, ядерная астрофизика, радиационная экология, радиационная медицина и др.).

По мере развития практического интереса к гибридным ядерным установкам («подкритичный реактор+ускоритель»), интенсивно развиваемой в настоящее время идее обеспечения безопасной атомной энергетики, в области ядерной физики возрастают потребности к более точным ядерным данным, чем ныне существующие. Получение этих данных является нетривиальной задачей, требующей развития техники и методов измерений, теоретических моделей взаимодействия частиц с ядрами и веществом, лучшего описания структуры ядер, их зависимости от нуклонного состава и энергии возбуждения.

ПЕРСПЕКТИВНЫЕ НАПРАВЛЕНИЯ РАЗВИТИЯ В ОБЛАСТИ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

- Исследование полных сечений реакций с заряженными и радиоактивными частицами при низких и средних энергиях на ускорительных установках ИЯФ НЯЦ РК и ЛЯР ОИЯИ (Дубна, Россия).
- Исследование механизма ядерных реакций и структуры легких и средних ядер в области низких и средних энергий с использованием изохронного циклотрона У-150М.
- Исследование экспериментальных сечений ядерных реакций при сверхнизких энергиях с использованием ускорителя тяжелых ионов УКП-2-1 для астрофизических и термоядерных приложений.
- Исследование массово-энергетического распределения осколков деления сверхтяжелых ядер.
- Исследование физических основ сценария процессов, протекающих в гибридных ядерных установках («подкритичный реактор+ускоритель»).
- Исследование механизма (n,n`γ)-реакции и свойств возбужденных состояний деформированных ядер с использованием реактора ВВР-К.
- Экспериментальное исследование взаимодействия легких заряженных частиц с атомными ядрами, внедренными в микроканалах кристаллов.
- Очень холодные нейтроны в исследованиях ядерно-физических и нейтронно-оптических явлений, структуры конденсированных сред.

В результате анализа экспериментальных сечений ядерных реакций в рамках современных ядерных моделей будут получены физически обоснованные оптимальные параметры по потенциалам взаимодействия и структурам сталкивающихся ядерных систем. В последующем эта информация будет использована для оценки и экстраполяции, измеренных при сверхнизких энергиях на ускорителе тяжелых ионов УКП-2-1 экспериментальных сечений ядерных реакций вплоть до нулевой энергии с целью получения их скоростей и S-фактора для астрофизических приложений и решения проблем термоядерного синтеза, связанных с определением температуры плазмы.

В результате экспериментов по измерению сечений ядерных реакций на изохронном циклотроне У-150М будет получена экспериментальная информация по инклюзивным сечениям реакций, инициируемых протонами с энергией вплоть до 30 МэВ на ряде ядер – кандидатах топливных и конструкционных материалов гибридной ядерно-энергетической установки. Новые экспериментальные данные о (полных и дифференциальных) сечениях ядерных реакций заряженных и радиоактивных частиц с яд-

рами позволят решить не только фундаментальные проблемы ядерной физики, но и необходимы для оценки эффективности процессов трансмутации в гибридных электроядерных установках.

Результаты исследования взаимодействия заряженных частиц с внедренными в микроканалы атомами даст возможность понять природу аномальных ядерных состояний внутри кристаллических структур, экзотических формирований из внедренных ядер и воздействия микроканалов на пучок заряженных частиц. В частности, недавно тремя независимыми экспериментами японских ученых зарегистрировано аномальное усиление сечений низкоэнергетической реакций 3D.

Изучение взаимодействия очень холодных нейтронов, кроме измерений парциальных сечений рассеяния ОХН конденсированными веществами (упругих, неупругих, магнитных, когерентных, некогерентных и др.), представляет интерес при изучении надатомных и надмолекулярных структур исследуемых материалов, фазовых переходов в жидких кристаллах, полимерах, биологических объектах, сверхпроводниках и т.д.

В ОБЛАСТИ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Достижения на стыке ядерной физики и физики твердого тела привели к тому, что все Центры ядерных исследований в мире, интенсивно развивают исследования по радиационной физике и радиационному материаловедению. Развитие атомной энергетики и современной техники приводят к необходимости разработки, создания и использования новых конструкционных металлических материалов, работающих в экстремальных условиях внешнего облучения, сверхнизких и сверхвысоких температур, высоких механических напряжений, агрессивных контактирующих сред. И тот факт, что ИЯФ уже много лет работает в этих направлениях свидетельствует, что он шагает в ногу с мировой тенденцией развития радиационной физики. В этапах развития радиационной физики твердого тела можно выделить три основных направления исследований. Первое связано с физикой радиационных повреждений, интенсивное развитие которого началось с 70-х годов. Второе направление связано с физикой модифицированных поверхностей и развивается с 90-х годов. И, наконец, третье направление связано с контролем промышленных образцов неразрушающими физическими методами, подготовкой специалистов по неразрушающему контролю для местных предприятий.

ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ В ОБЛАСТИ РАДИАЦИОННОЙ ФИЗИКИ ТВЕРДОГО ТЕЛА

- Развитие радиационной физики твердого тела по облученным материалам на «быстром» реакторе сверхвысокими дозами (программа "разрушающиеся ТВЭЛы")
- Материаловедческие исследования в связи с развитием атомной энергетики и радиационных технологий.
- Материаловедческие исследования на Казахстанском токамаке.
- Развитие физических основ технологий многофункциональных многослойных металлических материалов.
- Разработка новых электронных и ионных технологий и аппаратуры для определения ультрамалых концентраций элементов техногенного происхождения (^{3}H, ^{36}Cl).
- Разработка теории и практическая реализация энерго-масс-спектрометров с совершенной пространственной и времяпролетной фокусировкой.
- Структура и взаимодействие радиационных дефектов.

ИЯФ участвует в проекте «Неразрушающие методы контроля в промышленности», курируемый МАГАТЭ, основной целью которого является международное содействие в сертификации и стандартизации национальной промышленной продукции согласно стандарту ISO 9712. Наш Институт признан организацией-партнером МАГАТЭ по выполнению этой программы в Казахстане. К настоящему времени уже три сотрудника ИЯФ, прошедшие курсы, организованные МАГАТЭ получили сертификаты, дающие право на подготовку специалистов на местах. Также проводится работа по подготовке документации, переводу ISO 9712 стандарта и согласованию с органами стандартизации и метрологии Республики Казахстан.

Учитывая мировой опыт, перспективным направлением развития является создание базового Аналитического Центра, прежде всего, с целью концентрации аналитических возможностей института на решение вышеперечисленных приоритетных задач.

Предполагается, что в состав центра войдут три основных подразделения:

1. подразделение по исследованиям структуры и свойств активных образцов, имеющее в этой связи свою специфику. В настоящее время подписан к исполнению проект МНТЦ "Исследования материалов БН-350 с целью продления времени жизни легко-водных реакторов".
2. подразделение по исследованию структуры и свойств модифицированных поверхностей для создания материалов, обладающих повышенной коррозионной стойкостью, определенными магнитными свойствами (обычная и высокотемпературная сверхпроводимость), хорошими прочностными и заданными каталитическими свойствами и др.
3. подразделение по неразрушающему контролю для нужд промышленности Республики (материалы и изделия, используемые в нефтегазовом секторе, машиностроении и др.).

Оснащению Аналитического центра современными методиками способствует принятое положительное решение Американского фонда гражданских исследований и разработок (CRDF) по

поставке в начале 2001 г. уникального рентгеновского дифрактометра.

В настоящее время разработан план взаимодействия с промышленными предприятиями и ведомствами Республики, такими как: Ульбинский завод цветных металлов, Министерство здравоохранения, Мангышлакский энергетический комплекс, а также с Институтом Атомной Энергии НЯЦ РК, Комитетом по Атомной Энергии РК и Центром Безопасности Ядерных Технологий.

Разработан также план взаимодействий Аналитического Центра с иностранными коллаборациями, национальными лабораториями США (Los-Alamos, Argonne, Pacific); МАГАТЭ, Electricity de France Co. (Франция). Ведутся переговоры о совместных научных исследованиях с Токийским Технологическим Институтом (Япония).

В то же время, Аналитический Центр будет служить экспериментальным полигоном (Тренинг Центром) для подготовки молодых научных кадров. Ежегодно, около 15 выпускников из ведущих вузов Республики проходят стажировку в ИЯФ и около 40 % из них предполагается в будущем задействовать в ее работе.

В ОБЛАСТИ ПРИКЛАДНОЙ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

История развития Казахстана и имеющиеся минеральные ресурсы предопределили масштаб радиоэкологических проблем в Казахстане. К территориям с повышенной радиоэкологической напряженностью относятся следующие территории:

- бывшие ядерные полигоны (Семипалатинский полигон, Азгир) и места проведения мирных ядерных взрывов;
- районы, где расположены отходы уранодобывающей промышленности;
- места добычи углеводородного сырья.

За последние пять лет Институтом ядерной физики НЯЦ РК проведен значительный объем работ по изучению характера и масштабов загрязнения мест проведения ядерных взрывов. На Семипалатинском полигоне, наиболее известном из полигонов, охарактеризованы наиболее радиационно-опасные участки. По характеру и масштабам загрязнения, видам преобладающих радионуклидов все загрязненные участки полигона могут быть разделены на три характерных типа:

- участки с площадным загрязнением, как результат проведения наземных и воздушных ядерных взрывов;
- участки, загрязненные в результате проведения экскавационных и аварийных подземных взрывов;
- приустьевые площадки штолен с водопроявлениями.

На местах проведения мирных ядерных взрывов радиационная обстановка, как правило, нормальная. Иногда имеются локальные участки загрязнения, площадь каждого из которых не превышает сотен квадратных метров.

Следует также отметить, что в силу особого внимания государства, общественности и мирового научного сообщества к радиоэкологическим проблемам бывших ядерных полигонов, эти территории контролируются и являются предметом особого внимания. Гораздо меньше внимания уделяется радиоэкологии районов размещения предприятий уранодобывающей промышленности. Примером, показывающим масштаб проблемы, может служить хвостохранилище Кошкар-Ата, расположенное в непосредственной близости от крупного населенного пункта – города Актау. Изначально хвостохранилище представляло собой искусственное бессточное озеро, которое в настоящее время мелеет. Общая площадь хранилища составляет 56 км^2. На обнаженной части хранилища (около 10 км^2) мощность экспозиционной дозы достигает в некоторых точках значений 1500 мкР/час.

Третьим типом радиационно-опасных участков являются места добычи углеводородного сырья. Накопление естественных радионуклидов, в основном радия, на внутренних поверхностях технологического оборудования нефтепромыслов приводит к тому, что мощность экспозиционной дозы в местах размещения этого оборудования достигает значений – 10000 мкР/час. При этом уровень радиационного контроля на таких предприятиях минимальный. Учитывая нарастающий объем добычи углеводородного сырья, можно сказать, что решение радиоэкологические проблем этих районов станет приоритетным направлением развития радиоэкологии в Казахстане. Следует также отметить, что вообще радиоэкологические проблемы, связанные с накоплением и перераспределением естественных радионуклидов, начали разрабатываться в мире лишь в 80-х годах.

Нам еще предстоит осознать тот факт, что промышленная деятельность человека неизбежно приводит к увеличению общего количества радиоактивных элементов, на дневной поверхности земли. Решение радиоэкологических проблем, возможно лишь при изменении подхода человека к проблеме радиоактивности. Знания правил радиационной безопасности должны стать достоянием не только специалистов, работающих в этой области, но знанием всего населения.

Основными перспективными направлениями в области прикладной ядерной физики, развиваемыми в ИЯФ НЯЦ РК являются:

- Разработка действующей системы мониторинга экологической ситуации в связи с развитием ядерной энергетики.
- Программа «Радиоэкологические проблемы нефтегазовой промышленности Республики Казахстан».
- Система радиоэкологического мониторинга окружающей среды мест проведения ядерных взрывов и хранения отходов уранодобывающей промышленности.

- Промышленное производство радиоактивных изотопов медицинского и промышленного назначения для Республики Казахстан и прилегающих государств Центральноазиатского региона.
- Кадастр промышленных отходов предприятий горнодобывающей и металлургической промышленности Республики Казахстан.
- Мониторинг состояния воздушного бассейна крупнейших городов Казахстана (на примере Алматы и Алматинской области).
- Исследования геохимического поведения искусственных радионуклидов, включая трансурановые элементы, в естественной среде (на базе Семипалатинского испытательного полигона).
- Массовое обследование жителей Казахстана, проживающих в непосредственной близости от мест проведения ядерных взрывов, с целью ретроспективной оценки поглощенных доз методом ЭПР-дозиметрии, изучение физико-химических свойств радиационного сигнала ЭПР в почвах СИП.
- Развитие "неэнергетических" ядерных технологий (использование пучков заряженных частиц и нейтронов, искусственных радиоактивных изотопов, ампульных радиоактивных источников, радиационной обработки материалов).

В силу напряженности радиоэкологических проблем в Казахстане особое внимание уделяется развитию этого направления.

Совокупность радионуклидных методов диагностики и терапии, основанных на применении радиоактивных изотопов, составляет мощное направление современной медицины, признанное во всем мире (так называемая «ядерная медицина»). В Республике Казахстан в настоящее время предпринимаются активные шаги по возрождению и развитию этой отрасли здравоохранения. В частности, представителями Агентства по делам здравоохранения неоднократно поднимался вопрос о необходимости скорейшей организации собственного производства наиболее необходимых изотопов в республике на базе уникальных установок Института ядерной физики – изохронного циклотрона и исследовательского атомного реактора.

Для достижения этой цели ИЯФ на протяжении ряда последних лет проводит разработку технологий получения важнейших радиофармпрепаратов. К началу 2001 года удалось добиться значительных успехов: получена лицензия на выпуск препарата таллия-201, препараты технеция-99м и йода-131 представлены на клинические испытания, испытания препарата галлия-67 запланированы на весну. На первый план выходит задача организации регулярного выпуска радиофармпрепаратов и их поставка в клиники.

Институт успешно осваивает современные технологии радиационной обработки материалов с использованием электронных пучков и гамма-излучения.

На промышленном ускорителе электронов ЭЛВ-4 на регулярную основу поставлена радиационная стерилизация партий медицинских изделий и материалов (шприцы, перчатки, катетеры, бинты, вата и т.д.), произведенных различными предприятиями Казахстана. Пучок высокоэнергетичных электронов мощностью 50 кВт создает стерилизующую дозу облучения (25 кГр) за считанные секунды, что позволяет использовать конвейерную обработку материалов и обеспечивает высокую производительность процесса. Перед обработкой изделия упаковываются в герметичную оболочку, гарантирующую сохранение их стерильности в течение длительного времени.

С использованием метода радиационной сшивки полимеров на электронном ускорителе налажено промышленное производство полимерного кровельного материала "Кровлен-2", не уступающего по эксплуатационным характеристикам лучшим импортным аналогам при значительно более низкой цене. Материал, получаемый из резиновой смеси на основе синтетических каучуков, приобретает в результате радиационной обработки высокую прочность, эластичность, стойкость к атмосферным воздействиям и солнечной радиации. Гарантированный срок службы кровли – 20 лет. Кроме того, материал может применяться для гидроизоляции строительных фундаментов, водоемов, хранилищ промышленных отходов.

В сотрудничестве с учеными КазНУ им. Аль Фараби освоена оригинальная технология радиационного синтеза полимерных гидрогелей медицинского назначения на основе отечественного сырья. Полимерные гидрогели используются в качестве контактной среды для ультразвуковой диагностики, гидрофильной основы для лекарственных средств, хирургических дренажей и т.д. Гидрогелевая композиция "Полигель", обеспечивающая акустический контакт между кожей пациента и поверхностью ультразвукового датчика, полностью соответствует гигиеническим требованиям и разрешена к применению в РК.

Материальной основой для проведения полномасштабных комплексных исследований в области ядерно-физических исследований являются создание и оборудование на современном мировом уровне филиалов Института ядерной физики НЯЦ РК: Аксайский филиал (г. Аксай, Западно-Казахстанской области), Астанинский филиал при Евразийском государственном университете им. Л.Н.Гумилева, Курчатовская лаборатория (г.Курчатов, Восточно-Казахстанская область), Азгирская экспедиция.

Результаты многолетнего взаимовыгодного сотрудничества казахстанских научных и учебных организаций с Объединенным институтом ядерных исследований (ОИЯИ, г. Дубна, Россия), имеющим статус международной межправительственной организации, могут быть использованы для создания на базе Евразийского государственного университета

(ЕГУ) им. Л.Н.Гумилева и филиала Института ядерной физики НЯЦ РК междисциплинарного лабораторного комплекса для решения фундаментальных задач физики, химии и передовых технологий широкого профиля.

С учетом перспектив развития науки и технологий и поэтапного слияния науки и высшего образования основным элементом этого лабораторного комплекса может стать разработанный ОИЯИ уникальный ускорительный комплекс. ОИЯИ имеет высокий мировой авторитет в области создания электрофизической аппаратуры и, в частности, ускорительной техники.

С учетом интересов Казахстана ускорительный комплекс целесообразно создать в следующей комплектации:

- источник ионов на основе электронного циклотронного резонанса;
- дополнительная ускорительная платформа типа RFQ;
- компактный циклотрон с диаметром полюса 1 метр с системой внешней инжекции ионов в циклотрон.

При разработке установок данного комплекса в ОИЯИ были использованы самые передовые физические научные и инженерные решения. Каждая из перечисленных установок может также использоваться как самостоятельный физический прибор при научных и технологических работах. В предлагаемой нами комплектации такой комплекс будет единственным в мире по возможностям проведения фундаментальных и прикладных исследований. Научное сопровождение создания этого уникального комплекса будет проводиться силами специалистами в области ускорительной техники ИЯФ НЯЦ РК (школа академика АН КазССР Л.М. Неменова).

Наибольшие возможности для комплексного образования студентов и проведения междисциплинарных работ в ЕГУ им. Л.Н.Гумилева в настоящее время могут представлять, с нашей точки зрения, технологии пищевого, биологического и химического профиля с использованием ядерных мембран, получение которых с помощью ускорительных комплексов является наиболее важным применением ядерных технологий за последнее время.

Технологические возможности ядерной науки далеко не исчерпываются приведенными примерами. Среди перспективных задач, стоящих перед Институтом ядерной физики НЯЦ РК, можно перечислить также использование пучков реакторных нейтронов для терапии злокачественных опухолей, освоение технологии нейтронного трансмутационного легирования кремния, производство термоусаживающихся полимерных пленок, радиационный синтез прочных, износостойких и химически стойких полимерных покрытий, производство мембранных фильтров с помощью ионных пучков, и ряд других, решение которых позволит поднять уровень отечественной медицины, преодолеть зависимость от импорта и открыть возможности экспорта соответствующей наукоемкой продукции, в целом будет способствовать успешному социально-экономическому развитию Республики Казахстан.

Полная реализация научно-технического потенциала позволит решать ученым Института не только фундаментальные проблемы ядерной и радиационной физики, но и различные прикладные задачи, необходимые для развития народного хозяйства Республики Казахстан.

ҚР ҮЯО ЯФИ –ДАҒЫ ҒЫЛЫМИ ЗЕРТТЕУЛЕР ДАМУЫНЫҢ КЕЛЕШЕГІ

К.К. Кадыржанов, К.А. Кутербеков

Ядролық физика институты

ҚР ҮЯО ЯФИ –дағы негізгі келешектегі ғылыми зерттеулер дамуының (ядролық физикада, қатты дененің физикасында және қолданбалы ядролық физикада) бағыттары келтірілген.

INVITES OF SCIENTIFIC INVESTIGATIONS IN INP NNC RK

K.K. Kadyrzhanov, K.A. Kuterbekov

Institute of Nuclear Physics, National Nuclear Center, Almaty, Republic of Kazakhstan

The main invites of scientific investigations of nuclear physics, solid state physics and applied nuclear physics are stated (performed).

УДК 539.143/.144

О ПАРАМЕТРАХ СТРУКТУРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЯДЕР, ИЗВЛЕКАЕМЫХ ИЗ АНАЛИЗА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ РАССЕЯНИЯ ЧАСТИЦ

Кутербеков К.А.

Институт ядерной физики

Систематизированы и приведены основные соотношения величин параметров структурных характеристик ядер, извлекаемые из анализа угловых распределений дифференциальных сечений рассеяния заряженных частиц.

Наряду с зарядом, массой и радиальными размерами параметр деформационной длины (деформации) является одной из важнейших его характеристик. Одним из надежных источников извлечения параметров формы распределения вещества в ядрах является упругое и неупругое рассеяние на них различных типов налетающих частиц. Используя некоторые из них (электроны, кулоновское возбуждение, рентгеновские спектры мю-мезоатомов и т.д.) получают информацию о зарядовом распределении в ядрах, а с применением рассеяния сложных частиц (α-частицы и др.), сильно взаимодействующих с ним, определяют данные о распределении всего вещества (протонов и нейтронов) в них. Имея такого рода экспериментальные величины для одного и того же нуклида, можно проводить сравнительный анализ с целью извлечения информации о распределении нейтронов в ядрах, т.к. прямых экспериментальных данных о них очень мало. Актуальной проблемой является изучение вопросов о распределении нейтронов, протонов, вещества в ядрах и анализ их изменений с возбуждением ядра. В то же время при проведении сопоставительного анализа приходится сталкиваться в литературных источниках с неоднозначностью (запутанностью) в определении и использовании некоторых выражений для структурных параметров ядер, используемых для выявления соотношений нейтрон-протонных компонент в низколежащих коллективных состояниях ядер. В данной работе приведены и систематизированы основные соотношения параметров структуры ядер с учетом опыта их извлечения и сопоставления [1 - 7].

В расчетах с использованием деформированного потенциала оптической модели ядерный переходной потенциал для углового момента l имеет вид

$$H_l^N(r) = -\delta_l^N \frac{dU(r)}{dr}, \qquad (1)$$

где $U(r)$ – оптический потенциал, параметры которого определяются из подгонок к экспериментальным данным углового распределения упругого рассеяния. Предполагается, что деформационная длина δ_l^N действительной и мнимой части потенциала равными.

Полный переходной потенциал определяется как сумма ядерного и кулоновского потенциалов. При больших радиусах кулоновское взаимодействие в основном определяется приведенной электрической переходной вероятностью $B(El)$. Для радиусов меньших R_c потенциал имеет форму (точечного) зарядового взаимодействия с деформированным однородным заряженной сферы радиусом R_c:

$$H_l^C(r) = \frac{4\pi Z_p e}{2l+1}\left[B(El)\uparrow\right]^{1/2}\begin{cases} 1/r^{l+1} & 1/r^{l+1} \quad r \geq R_C \\ r^l/R_C^{2l+1} & r^l/R_C^{2l+1} \quad r \leq R_C \end{cases}, \qquad (2)$$

где Z_p – атомный номер налетающей частицы.

Обычно вводят понятие мультипольного матричного элемента [2]

$$M_i = \int r^{L+2}\rho_{i,L}\,dr, \qquad (3)$$

где i=n или p. При кулоновском возбуждении изменяется (чувствительна, прощупывается) только протонная часть, i = p, и приведенная электрическая переходная вероятность $B(El)$ выражается через протонный переходной матричный элемент M_p в виде[8]:

$$B(El)\uparrow = e^2 M_p^{\,2} = e^2 \Big/ \int g_l^p(r) r^{l+2} dr \Big/^2, \qquad (4)$$

где $g_l^p(r)$ -протонная переходная плотность, и M_p – протонный квадрупольный момент. Нейтронный мультипольный переходной матричный элемент M_n определяется аналогично, и $g_l^p(r)$ заменяется при этом в формуле (4) на $g_l^n(r)$ [9].

Массовый (изоскалярный) мультипольный переходной матричный элемент определяется как сумма нейтронного и протонного $M_{IS} = M_n + M_p$, и величина приведенной массовой переходной вероятности $B_{IS}(l)$ в аналогии с B(El)↑ определяется так:

$$M_{IS} = \left/ M_n + M_p \right/^2. \qquad (5)$$

Из уравнений (4) и (5) величина отношений нейтронного и протонного мультипольного матричного элементов определяется следующим образом:

$$\left|\frac{M_n}{M_p}\right| = \left|\frac{B_{LS}(L)}{B(EL)/e^2}\right|^{1/2} - 1. \qquad (6)$$

Выражение (6) определяет изоспиновую природу перехода, для простых массовых осцилляций в рамках обобщенной модели Бора-Моттельсона оно со-

ставляет величину N/Z, где N и Z –число нейтронов и протонов в ядре, соответственно.

Отметим, что в большинстве ядерных моделей предполагается, что нейтронные и протонные переходные плотности имеют одинаковую геометрию (радиальную зависимость-форму), g (r), т.е.

$$g_l^n(r)=(N/A)\,\delta_l^n\,g(r),\ g_l^p(r)=(Z/A)\,\delta_l^p\,g(r), \qquad (7)$$

где A –массовое число ядра.

Обычно в виде g (r) используется стандартная Бор-Моттельсоновская коллективная форма [9]:

$$g(r) = -\frac{d\rho(r)}{dr}, \qquad (8)$$

где ρ(r) –распределение плотности вещества для основного состояния ядра.

Изоскалярная (или массовая) деформационная длина определяется как

$$A\delta_l^{IS} = (N\delta_l^n+Z\delta_l^p). \qquad (9)$$

Используя формулы (6) и (9) отношение M_n/M_p, можно определить из извлеченных величин δ_l^n и δ_l^p так:

$$M_n/M_p = \frac{A\delta_l{}^N}{Z\delta_l{}^p} - 1. \qquad (10)$$

Если налетающая частица является изоскалярной, то делается предположение, что деформационная длина потенциала в оптической модели (1), является равным массовой деформационной длине, т.е. $\delta_l^N = \delta_l^{IS}$. Измеряя (определяя) протонную деформационную длину мы можем получить значение B(EL) – величины, используя стандартное выражение для однородного зарядового распределения с радиусом $R_c = 1.2\ A_T^{1/3}$ фм :

$$B(El)\uparrow=(\delta_l^p)^2\left[\frac{3ZeR_c^{\,l-1}}{4\pi}\right]^2, \qquad (11)$$

где $R_c=1.2A_T^{1/3}$фм, A_T – массовое число ядра-мишени.

Выражение (11) соответствует протонной радиальной переходной плотности, использующей дельта-функцию при $r = R_c$, однако расчеты с более реалистическими формами указывают, что ошибка при использовании этого выражения является маленькой, меньше чем 5% от δ_l^p .

Используя вышеприведенные соотношения, нами в работе [7] определены и представлены сравнительные данные параметров $B(El)\uparrow$, δ_l^N, M_n/M_p и N/Z величин для $^{90-96}$Zr изотопов и проведен их сопоставительный анализ. Ниже в таблице 1 приведен фрагмент таких сравнительных данных для 3_1^- состояний четно-четных изотопов циркония:

Табл. 1. Сравнительные данные $B(El)\uparrow$, δ_l^N, M_n/M_p и N/Z величин для $^{92-96}$Zr изотопов (состояние 3_1^-)

Ядро, N/Z	Энергия возбуждения, МэВ	$B(El)\uparrow$ (e^2b^l)	δ_l^N (фм)	Частица, энергия (МэВ), метод расчетов	M_n/M_p
^{92}Zr, 1.30	2.340	0.047–0.087 0.047–0.087 0.067 0.056±0.008 0.056±0.008	0.831±0.042 1.024±0.051 0.742 0.894±0.005 0.784 0.88±0.04	(α,35.4) CC, DOMP (α,35.4) CC, FM (^{6}Li,70) CC, FM (α,35.4) DWBA, CC (t,20) DWBA (n,8-24) CC	1.07±0.10 1.68±0.13 0.54±0.08 2.17±0.45 0.78±0.12 1.20±0.13
^{94}Zr, 1.35	2.057	0.067±0.012 0.067±0.012 0.067±0.012 0.067±0.012 0.067–0.107 0.067–0.107 0.079±0.012 0.067±0.012	0.938±0.047 1.056 0.848 1.056 0.932±0.047 1.124±0.056 1.020±0.006 0.846 0.94±0.05	(α,35.4) CC, SMA (α,40) CC, SMA (α,50) CC, SMA (α,65) CC, SMA (α,35.4) CC, DOMP (α,35.4) CC, FM (α,35.4) DWBA, CC (t,20) DWBA (n,8-24) CC	0.99±0.10 1.24±0.12 1.01±0.12 1.24±0.12 1.11±0.11 1.68±0.13 2.36±0.51 2.23±0.33 1.59±0.20
^{96}Zr, 1.40	1.897	0.080–0.160 0.060–0.180 0.104±0.011 0.104±0.011	1.111±0.056 1.330±0.067 1.228±0.011 0.908	(α,35.4) CC, DOMP (α,35.4) CC, FM (α,35.4) DWBA, CC (t,20) DWBA	1.22±0.11 1.82±0.12 2.67±0.47 0.58±0.09

В 5-ой колонке табл.1 приняты следующие обозначения для методов: CC, SMA – метод связанных каналов, полумикроскопический анализ; CC, DOMP – макроскопический метод связанных каналов, деформированный потенциал оптической модели; CC, FM- метод связанных каналов, фолдинг-модель; DWBA- метод искаженных волн; CC- - метод связанных каналов.

Литературы

1. G.R. Satchler, Direct Nuclear Reactions (Oxford University Press, New York, 1983).
2. Bernstein A.M., Brown V.R., Madsen V.A. // Phys. Lett. 1981. V.103B. P. 255.
1. 3.Heisenberg J., Dawson J., Milliman T. et al. // Phys. Rev. 1984. V.C29. P. 97.
3. A.M. Kobos, B.A. Brown, R. Linsay, G.R.Satchler// Nucl.Phys. 1984. V. A425. P. 205-232
4. O.M.Knyazkov, I.N.Kuchtina, S.A.Fayans, Physics of Particles and Nuclei 28, 1061 (1997).
5. Lund B.J. et al. // Phys. Rev. 1995. V.C51. P. 635.
6. А.Дуйсебаев, К.А.Кутербеков, И.Н.Кухтина, Б.М.Садыков, Л.И.Слюсаренко,
2. В.В.Токаревский, С.А.Фаянс, Препринт ОИЯИ Р6-2001-223. Дубна 2001, 28С.
7. A. Bohr and B.R. Mottelson, Nuclear structure. V. 2 (Benjamin, New York, 1975). P. 343
8. G.R. Satchler // Nucl. Phys. 1987. V. A472. P. 215

БӨЛШЕКТЕРДІҢ ЭКСПЕРИМЕНТАЛДЫҚ ШАШЫРАУ КИМАСЫН ТАЛДАУДАН АЛЫНҒАН ЯДРОЛАРДЫҢ ҚҰРЫЛЫМДЫҚ СИПАТТАМАЛАРЫНЫҢ ПАРАМЕТРЛЕРІ ТУРАЛЫ

К.А. Кутербеков

Ядролық физика институты

Зарядталған бөлшектердің шашырауының дифференциалдық қимасының бұрыштық үлестірілуін талдаудан алынған, ядролардың құрылымдық сипаттамаларының параметрлер шамаларының негізгі арақатынастары жүйеленген және келтірілген.

PARAMETRS OF NUCLEAR STRUCTURE DEDUCED FROM ANALYSIS EXPERIMENTAL SECTION OF SCATTERING PARTICLES

K.A. Kuterbekov

Institute of Nuclear Physics, National Nuclear Center, Almaty, Republic of Kazakhstan

There are systematized and produced the main ratio quantities of nuclear structure parametrs deduced from analysis experimental section of scattering particles.

УДК 539.143/.144; 539.17

ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РАССЕЯНИЯ α- ЧАСТИЦ С ЭНЕРГИЕЙ 50 МЭВ И СТРУКТУРА ЯДЕР $^{112, 114, 120, 124}$Sn

[1)]Кутербеков К.А., [2)]Кухтина И.Н., [1)]Садыков Б.М., [1)]Мухамбетжан А.М.

[1)]Институт ядерной физики, Казахстан
[2)]Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Проведен полумикроскопический анализ экспериментальных данных по упругому и неупругому рассеянию α-частиц с энергией 50,1 МэВ на ядрах $^{112, 114, 120, 124}$Sn. Для 2_1^+ и 3_1^- - низколежащих состояний найдены соответствующие значения параметров $B(El)\uparrow$, деформационных длин. Извлечены отношения нейтрон-протонных компонент деформационных длин низколежащих коллективных состояний указанных ядер.

В полумикроскопическом подходе оптический потенциал U(R) строится в рамках фолдинг-модели на основе полного M3Y-эффективного взаимодействия и нуклонных плотностей, рассчитанных в методе функционала матрицы плотности [1]. Потенциал взаимодействия двух сталкивающихся ядер в первом порядке по эффективным силам может быть представлен в виде суммы:

$$U(R) = U^E(R) + U^D(R), \qquad (1)$$

где $U^D(R)$ – "прямой" потенциал модели двойной свертки [2]:

$$U^D(R) = \iint \rho^{(1)}(r_1) V^D(s)\, \rho^{(2)}(r_2) dr_1\, dr_2 . \qquad (2)$$

В выражении (2) $V^D(s)$ – прямая компонента эффективного взаимодействия ($s = r_1 - r_2 + R$), $\rho^{(i)}(r_i)$ – плотности сталкивающихся ядер (i =1, 2). Подробная схема вычисления «обменного» потенциала $U^E(R)$ изложена в работе [3]. Основной вклад в нее дают эффекты однонуклонного обмена, которые описываются в формализме матрицы плотности [4]:

$$U^{EX}(R) = \iint \rho^{(1)}(r_1, r_1 + s) V_{EX}(s)\, \rho^{(2)}(r_2, r_2 - s)$$
$$\exp(ik(R)\, s/\eta)\, dr_1\, dr_2 , \quad (3)$$

где $V_{EX}(s)$ – обменная часть эффективных нуклон-нуклонных сил, $\rho^{(i)}(r, r')$, (i=1,2) – матрицы плотности сталкивающихся ядер с массовыми числами A_1 и A_2 и $k(R)$ – локальный импульс относительного движения ядер, определяемый соотношением

$$k^2(R) = (2m\eta/h^2)[E - U(R) - V_c(R)]. \qquad (4)$$

Здесь

$\eta = A_1 A_2 /(A_1 + A_2)$, $s = r_2 - r_1 + R$, E – энергия в системе центра масс и $V_c(R)$ – кулоновский потенциал. Таким образом, суммарный потенциал вследствие учета эффектов однонуклонного обмена зависит от энергии. Входными данными для расчета потенциалов являются эффективные нуклон-нуклонные силы, а также входят протонные и нейтронные плотности сталкивающихся ядер.

Полный оптический потенциал, кроме реальной части, должен включать в себя мнимую часть, ответственную за поглощение налетающей частицы в неупругие каналы. В нашем случае потенциал поглощения строился зависящим от вычисленной реальной части в виде[5]:

$$W(R) = i\,[N_w U(R) - \alpha_w R\, dU(R)/dR], \qquad (5)$$

где $U(R)$ – потенциал двойной свертки (1), а N_w и α_w – параметры, характеризующие соответственно, объемную и поверхностную части потенциала поглощения. В реальную часть потенциала добавлен поверхностный член, имитирующий вклад динамического поляризационного потенциала [6]. Полный оптический потенциал имеет вид:

$$U_t(R) = U(R) - \alpha_v * dU(R)/dR + i[N_w U(R) - \alpha_w * dU(R)/dR], \quad (6)$$

где α_v, N_w, α_w – варьируемые параметры.

Для расчета сечений неупругого рассеяния формфактор неупругого перехода был взят в виде $\alpha_L \dfrac{dU_t(R)}{dR}$, [7].

В рамках полумикроскопической модели (ПМ) проведен анализ дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния, а также полных сечений реакций α-частиц на четно-четных изотопах олова при энергиях 40, 50.1 и 117.2 МэВ. Экспериментальные данные по упругому и неупругому рассеянию α-частиц с энергией 50.1 МэВ на изотопах ^{112}Sn, ^{114}Sn, ^{120}Sn и ^{124}Sn взяты из настоящей работы, а для ядра ^{120}Sn при энергии 40 МэВ - из работы [8]. Для анализа полных сечений реакций использовались данные из работы [9]. Потенциалы строились по выше приведенной схеме. В таблице 1 приведены среднеквадратичные радиусы плотности распределения протонов, нейтронов и вещества для α-частиц и изотопов олова A=112, 114, 120, 124.

Табл. 1. Среднеквадратичные радиусы (в фм) распределения плотности нейтронов, протонов и вещества. Приведены также разности $\Delta r_{np} = \langle r^2_n \rangle^{1/2} - \langle r^2_p \rangle^{1/2}$.

Ядро	$\langle r^2_n \rangle^{1/2}$	$\langle r^2_p \rangle^{1/2}$	$\langle r^2_m \rangle^{1/2}$	Δr_{np}
^{4}He	1.570	1.570	1.570	0.000
^{112}Sn	4.537	4.591	4.567	0.054
^{114}Sn	4.555	4.627	4.596	0.072
^{120}Sn	4.602	4.726	4.675	0.124
^{124}Sn	4.628	4.782	4.720	0.154

В таблицах 2, 3 приведены интегральные характеристики потенциалов для исследованных каналов взаимодействия α-частиц и изотопов олова в рамках ПМ. Из таблицы 2 видно, что объемный интеграл J_R увеличивается по абсолютной величине с возрастанием массового числа при фиксированной энергии E_α налетающей частицы, и уменьшается по абсолютной величине с возрастанием E_α при фиксированном A. Величины среднеквадратичных радиусов (табл.3) фолдинг-потенциалов увеличиваются с возрастанием A при данной энергии E_α ,а с возрастанием энергии α-частиц для данного A меняются незначительно.

Табл. 2. Объемные интегралы фолдинг -потенциалов в ($x10^3$ МэВ x $фм^3$)

Система	Энергия, МэВ		
	40.0	50.1	117.2
^{4}He + ^{112}Sn	-147.2	-145.1	-132.2
^{4}He + ^{114}Sn	-149.8	-147.7	-134.6
^{4}He + ^{120}Sn	-157.6	-155.4	-141.6
^{4}He + ^{124}Sn	-162.7	-160.4	-146.1

Табл. 3. Среднеквадратичные радиусы (в фм) фолдинг- потенциалов

Система	Энергия, МэВ		
	40.0	50.1	117.2
^{4}He + ^{112}Sn	5.210	5.210	5.217
^{4}He + ^{114}Sn	5.237	5.237	5.244
^{4}He + ^{120}Sn	5.310	5.310	5.316
^{4}He + ^{124}Sn	5.352	5.353	5.358

В таблице 4 представлены оптимальные значения используемых параметров α_v , N_w , α_w (см. формулы (5,6)), при которых с приемлемой точностью описываются угловые распределения дифференциальных сечений (УРДС) упругого и неупругого рассеяния с возбуждением низколежащих (2_1^+ и 3_1^-) - состояний и величины полных сечений реакций. Из таблицы 4 видно, что значения параметров ПМ практически не меняются для различных изотопов олова, а зависят только от энергии E_α налетающих частиц.

Табл. 4. Значения параметров полумикроскопического потенциала и величины деформационных длин для ядер олова $^{112, 114, 120, 124}$Sn

Ядро-мишень	Энергия, МэВ	α_v	N_w	α_w	δ_l^N	
					2_1^+	3_1^-
^{112}Sn	50.1	-0.02	0.20	0.01	0.758	0.658
^{114}Sn	50.1	-0.02	0.20	0.01	0.763	0.662
^{120}Sn	40.0	-0.03	0.20	0.01	0.743	0.673
	50.1	-0.01	0.20	0.01	0.743	0.603
^{124}Sn	50.1	-0.00	0.20	0.01	0.750	0.859

В таблице N_w , α_v и α_w - параметры, характеризующие объемные и поверхностные части потенциала поглощения, δ_l^N- деформационная длина.

На рис. 1 - 3 представлены результаты подгонок рассчитанных теоретических и экспериментальных дифференциальных сечений по рассеянию α-частиц на изотопах олова. Получено хорошее согласие теоретических расчетов с экспериментальными УРДС для упругого рассеяния и неупругих (2_1^+ и 3_1^-) каналов при слабо изменяющихся параметрах N_w , α_v и α_w в рассматриваемом диапазоне энергии 40.0 – 50.1 МэВ.

В таблице 5 приведены расчетные величины полных сечений реакций σ_R^a для исследованных изотопов олова при различных энергиях α-частиц, а также имеющиеся экспериментальные значения полных сечений реакций σ_R^b при энергиях 23.25, 27.8, 40.0, 117.2 МэВ из работ [9, 10, 11]. Для системы $\alpha+^{120}$Sn при энергии налетающих α-частиц 40 МэВ параметры потенциала для расчета полного сечения реакций выбирались с учетом (хорошего описания) экспериментальных УРДС, поэтому с большой вероятностью можно считать приведенное значение полного сечения достоверным. Во всех случаях учитывался предыдущий опыт для выбора параметров потенциала из работы [12]. При энергии α-частиц 23.25 МэВ величина расчетного полного сечения реакций в рамках ПМ на ядре ^{120}Sn оказалось на 6 % ниже ее экспериментального значения.

Табл. 5. Полные сечения реакций (в мб) рассеяния α-частиц на изотопах Sn

Ядро	Энергия, МэВ	α_v	N_w	α_w	σ_R^a, mb	σ_R^b, mb
^{112}Sn	40.0	-0.02	0.20	0.01	1743	
	50.1	-0.02	0.20	0.01	1892	
	117.2	0.00	0.20	0.01	2145	2140±160 [11]
^{114}Sn	40.0	-0.03	0.20	0.01	1766	
	50.1	-0.02	0.20	0.01	1910	
	117.2	0.00	0.30	0.02	2169	
^{120}Sn	23.25					1367±47 [10]
	27.8					1509±45 [10]
	40.0	-0.02	0.20	0.01	1830	1768±78 [9]
	50.1	-0.01	0.20	0.01	1952	
	117.2	0.00	0.30	0.02	2227	2360±150 [11]
^{124}Sn	40.0	0.00	0.20	0.01	1808	
	50.1	0.00	0.20	0.01	1991	
	117.2	0.00	0.30	0.02	2278	2340±160 [11]

[a] Полные сечения, полученные при расчетах с полумикроскопическим потенциалом.
[b] Экспериментальные величины полных сечений из работ [9, 10, 11].

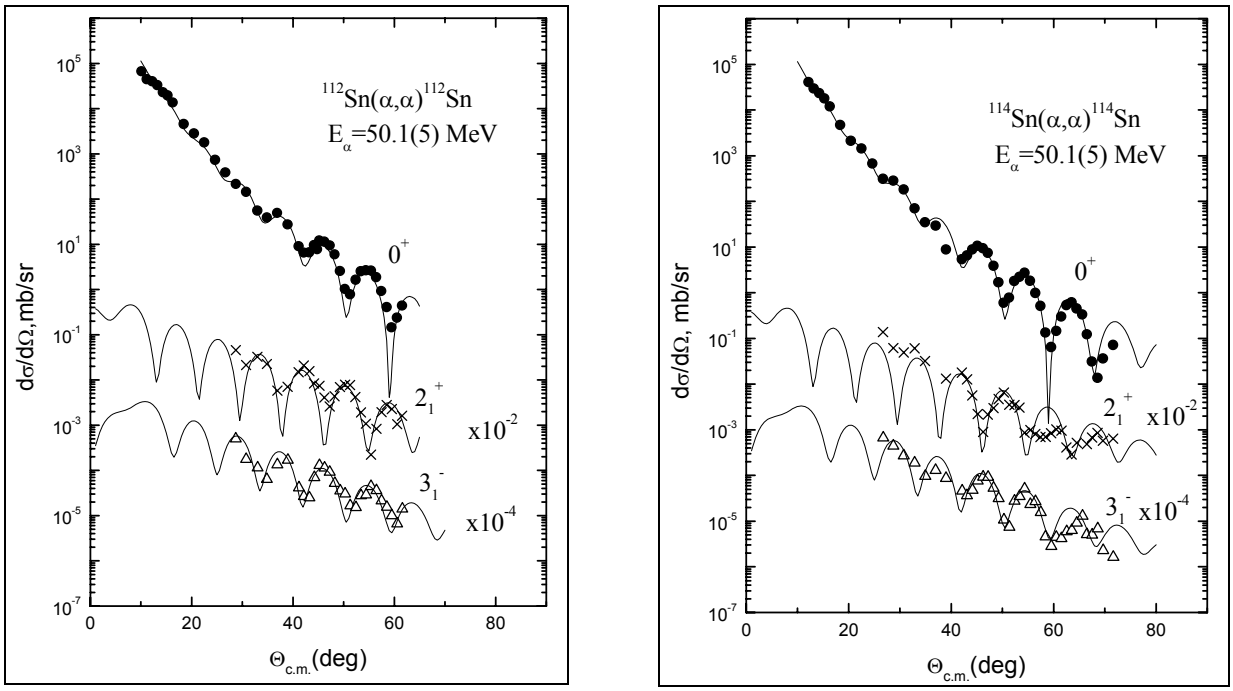


Рис. 1. Угловые распределения упругого и неупругого рассеяния α-частиц на ядрах $^{112, 114}$Sn (символы – эксперимент, сплошные кривые – полумикроскопический анализ) при $E_α$ =50.1(5) МэВ.

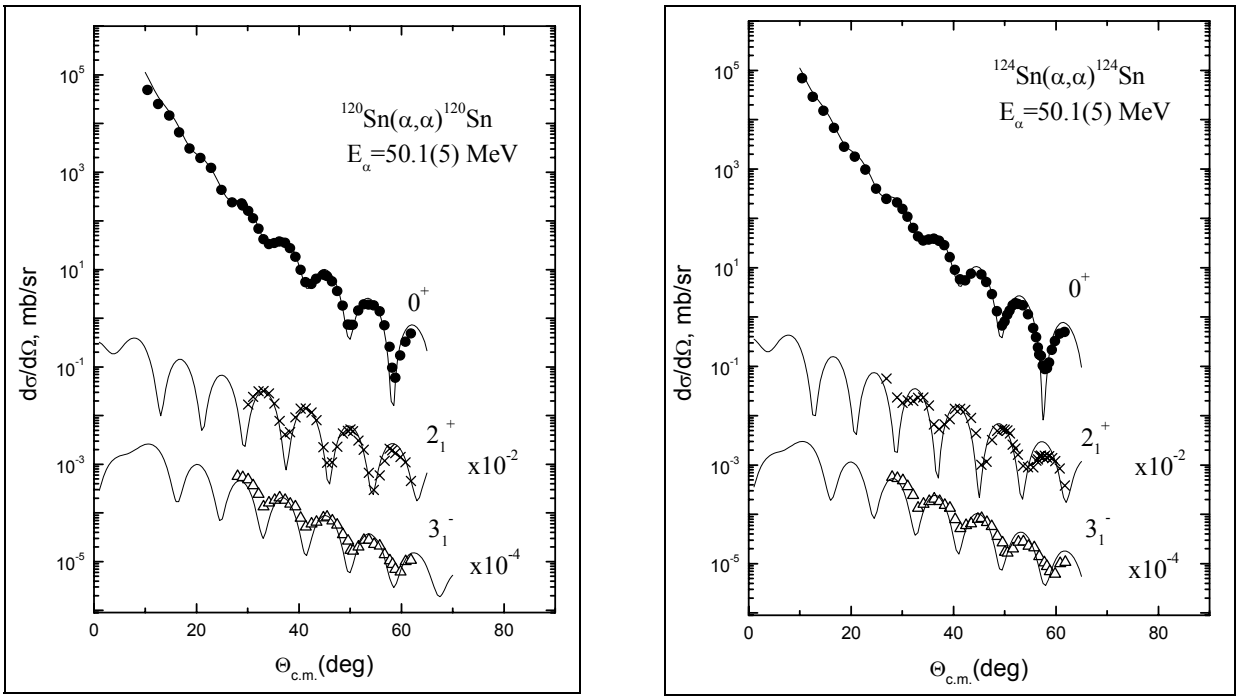


Рис. 2. Угловые распределения упругого и неупругого рассеяния α-частиц на ядрах $^{120, 124}$Sn (символы – эксперимент, сплошные кривые – полумикроскопический анализ) при $E_α$ =50.1(5) МэВ.

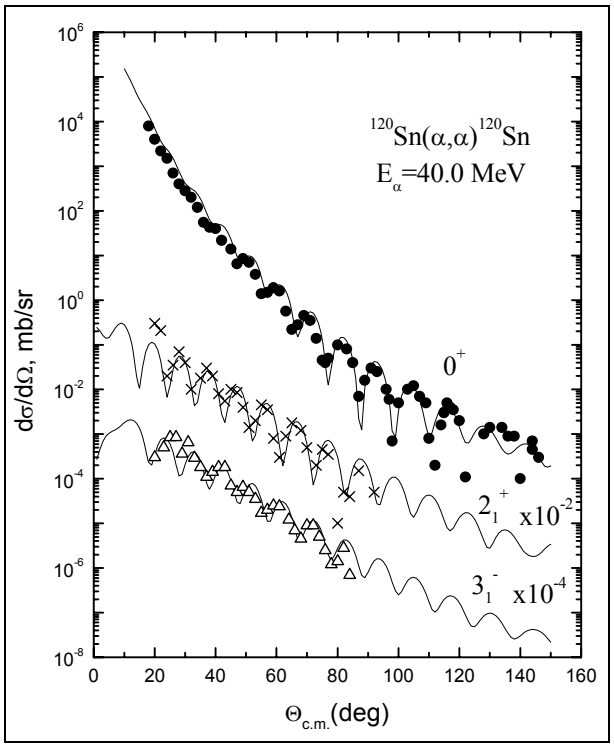


Рис. 3. Угловые распределения дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния α-частиц на ядре ^{120}Sn (символы – эксперимент [8] , сплошные кривые – полумикроскопический анализ) при $E_α$ =40.0 МэВ.

Сравнение с учетом погрешностей (полученных в настоящих расчетах теоретических полных сечений реакций σ_R^a в рамках ПМ и экспериментальных величин полных сечений σ_R^b из табл.5, учитывающие их энергетическую зависимость, включая σ_R , определенные в работах [9, 10, 11] можно считать хорошим, и это лишний раз подтверждает реалистичность теоретических сечений, вычисленных с использованием описанного выше полумикроскопического подхода.

В таблице 6 приведены значения параметров деформационных длин δ_2^N, δ_3^N низколежащих коллективных состояний исследованных ядер олова, полученные из анализа в данной работе и существующих литературных источников с использованием разных методов. Здесь дана информация для различных типов налетающих частиц (α, p, d, n, e), которые по разному (более или менее) чувствительны к нейтронным и протонным компонентам деформационных длин. Из данных таблицы 6 видно, что для 2_1^+ - состояний ядер $^{112, 114}$Sn нейтронная компонента параметра деформационной длины сравнима или немного превышает величину протонной (δ_{n2} / δ_{p2}≥1), а для их 3_1^-- состояний (ядер $^{112, 114}$Sn) наоборот, протонная компонента (δ_{n2} / δ_{p2}<1) более деформирована, чем нейтронная. Для 2_1^+ - состояния ядра ^{120}Sn, а также для 2_1^+ и 3_1^-- состояний ядра ^{124}Sn нейтронная компонента параметра деформационной длины более деформирована, чем протонная, а для 3_1^- состояния ^{120}Sn - наоборот.

Анализ данных таблиц 4 и 6 показывает, что значения параметров деформационных длин δ_2^N, δ_3^N, получаемые из нашего полумикроскопического анализа для ядер $^{112, 114, 120, 124}$Sn сравнимы или на 1,3 – 1,6 раза больше соответствующих величин, извлекаемых из экспериментальных данных (других методов и типов налетающих частиц) с использованием деформированного потенциала ОМ по методам связанных каналов и искаженных волн.

Табл. 6. Сравнительные данные B(EL), β_l, δ_l^N и N/Z величин для $^{112, 114, 120, 124}$Sn изотопов

Isotopes, N/Z	Energy of Excitation, (MeV)	B(EL), (e^2b^l)	β_l	δ_l^N, (fm)	Projectile, Energy (MeV), Methods		Ref.
	2_1^+ states,	0.062	0.130	0.780	(α,50.1)	CC	*
^{112}Sn		0.083	0.151	0.906	(α,50.1)	DWBA	*
1.24	1.250		0.135		кулон. воз.		[13]
		0.045	0.116	0.70	(α,44)	DWBA	[14]
			0.152	0.88	(p,16)	DWBA	[15]
		0.054	0.12	0.724	(α,50.1)	CC	*
^{114}Sn	1.260		0.11		кулон. воз.		[13]
1.28		0.042	0.12	0.67	(α,44)	DWBA	[14]
		0.041	0.101	0.620	(α,50.5)	CC	*
^{120}Sn	1.180	0.045	0.106	0.650	(α,50.5)	DWBA	*
1.40			0.109		(α,34.4)	DWBA	[16]
			0.12		(α,40.0)	DWBA	[8]
			0.12	0.736	(n,46.0)		[17]
			0.130	0.798	кулон. воз.		[18]
			0.098	0.601	(e,150)	B(E2)	[19]
			0.129	0.792	(p,24.5)		[20]
			0.113	0.667	(p,16)	CC	[21]
			0.119	0.704	(p,16)	DWBA	[15]
			0.12	0.653	(d,15)	DWBA	[22]
		0.044	0.12	0.66	(α,44)	DWBA	[14]

Isotopes, N/Z	Energy of Excitation, (MeV)	$B(EL)$, (e^2b^l)	β_l	δ_l^N, (fm)	Projectile, Energy (MeV), Methods		Ref.
^{124}Sn	1.130	0.038	0.096	0.595	(α,50.5)	CC	*
1.48			0.100	0.620	(α,50.5)	DWBA	*
			0.076	0.528	(α,19.5)	B(E2)	[23]
			0.098	0.608	(e,150)	B(E2)	[19]
			0.119	0.640	(p,24.5)	DWBA	[24]
			0.108	0.646	(p,16)	DWBA	[15]
			0.114	0.707	кулон. воз.		[18]
		0.051	0.114	0.71	(α,44)	DWBA	[14]
^{112}Sn	3_1^- states	0.0185	0.140	0.84	(α,50.1)	CC	*
1.24		0.02271	0.155	0.93	(α,50.1)	DWBA	*
	2.350	0.00705	0.093	0.56	(α,44)	DWBA	[14]
			0.203	1.17	(p,16)	DWBA	[15]
^{114}Sn	2.300	0.01409	0.12	0.724	(α,50.1)	CC	*
1.28			0.17		кулон. воз.		[25]
		0.00880	0.11	0.62	(α,44)	DWBA	[14]
^{120}Sn	2.390	0.01888	0.132	0.810	(α,50.5)	CC	*
1.40		0.01534	0.119	0.730	(α,50.5)	DWBA	*
			0.120	0.89	(α,34.4)	DWBA	[16]
			0.14	1.00	(α,40.0)	DWBA	[8]
			0.17	1.043	(n,46.0)		[17]
			0.172	1.056	(e,150)	B(E3)	[19]
			0.161	0.988	(p,24.5)		[20]
			0.151	0.892	(p,16)	CC	[21]
			0.159	0.941	(p,16)	DWBA	[15]
			0.14	0.762	(d,15)	DWBA	[22]
		0.00980	0.101	0.62	(α,44)	DWBA	[14]
^{124}Sn	2.610	0.01638	0.119	0.738	(α,50.5)	CC	*
1.48		0.01560	0.116	0.720	(α,50.5)	DWBA	*
			0.133	0.825	(e,150)	B(E3)	[19]
			0.138	0.777	(p,24.5)	DWBA	[24]
			0.133	0.826	(p,16)	DWBA	[15]
		0.00990	0.099	0.62	(α,44)	DWBA	[14]
			0.072	0.50	(α,19.5)	B(E3)	[23]

* - наши данные. В 6-ой колонке табл.6 приняты следующие обозначения для методов: DWBA - метод искаженных волн, CC - метод связанных каналов, B(EL) – приведенные вероятности переходов.

Авторы благодарны профессору С.А. Фаянсу за предоставленные микроскопические плотности ядер.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ), проект 0001 – 00617.

ЛИТЕРАТУРА

1. O.M.Knyazkov, I.N.Kuchtina, S.A.Fayans, Physics of Particles and Nuclei 30, 870 (1999).
2. G.R. Satchler, Direct Nuclear Reactions (Oxford University Press, New York, 1983).
3. O.M.Knyazkov, I.N.Kuchtina, S.A.Fayans, Physics of Particles and Nuclei 28, 1061 (1997).
4. A.K.Ghaudhuri, D.N.Basu, B.Sinha, Nucl. Phys. A 439, 415 (1985).
5. S.A.Fayans, O.M.Knyazkov, I.N.Kuchtina et al., Phys. Lett. B357, 509 (1995).
6. Д.Б.Болотов, О.М.Князьков, И.Н.Кухтина, С.А.Фаянс, Ядерная физика 63, 1631 (2000).
7. I.Tanihata et al., Phys. Lett. B 206, 592 (1988).
8. N.Baron, R.F.Leonard Jon L.Need et al., Phys.Rev. 146, 861 (1966).
9. G.Igo, B.Wilkins, Phys. Rev. V.131, 1251 (1963).
10. W. Karcz, J.Szmider, J.Szymakowski, R.Wolski, Acta Phys. Polonica. B5, 115 (1974).
11. R.B. Firesrone, Table of Isotopes, Eighth Edition (A. Wiley-Interscience Publication JOHN WILEY & SONS, New York, 1999, Update).
12. К.А.Кутербеков, А.Дуйсебаев, И.Н.Кухтина, Б.М.Садыков, Л.И.Слюсаренко, В.В.Токаревский, С.А.Фаянс, Препринт ОИЯИ Р6-2001-223. 28С.
13. P.H.Stelson, L.Grodzins, Nucl.Data. 1, 21 (1965). Stelson P.H. et.al., Phys.Rev. 170, 1172 (1968).
14. G.Bruge, J.Cfaivre, H.Faraggi, Nucl.Phys. A146, 597 (1970).
15. W.Makofske et. al., Phys. Rev. 174, 1429 (1968).
16. I.Kumabe, H.Ogata, T.H.Kim et. al., J. Phys. Soc. Jap. 25, 14 (1968).
17. P.H.Stelson et. al., Nucl. Phys. 68, 97 (1965).
18. P.H.Stelson et. al., Phys. Rev. 170, 1172 (1968).
19. P.Barreau, B.H.Bellicard, Phys. Rev. Lett. 19, 1444 (1967).
20. D.L.Allan, B.H.Armitage, B.A.Doran, Nucl. Phys. 66, 481 (1965).

21. D.J.Abbot et. al., Phys. Rev. C35, 2028 (1987).
22. R.K.Jolly, Phys. Rev. 139, B318 (1965).
23. S.S.Vasconcelos et. al., Nucl. Phys. A313, 333 (1979).
24. J.Beer, A.E.Benay et. al., Nucl. Phys. A147, 326 (1970).
25. Д.Г.Алхазов и др., Изв. АН СССР. Сер. Физ. 28, 232 (1964).

ЭНЕРГИЯСЫ 50 МЭВ АЛЬФА-БӨЛШЕКТЕРДІҢ ШАШЫРАУЫНЫҢ ЖАРТЫЛАЙ МИКРОСКОПИЯЛЫҚ ТАЛДАУЫ МЕН $^{112, 114, 120, 124}$Sn ЯДРОЛАРЫНЫҢ ҚҰРЫЛЫМЫ

[1)]К.А. Кутербеков, [2)]И.Н.Кухтина, [1)]Б.М. Садыков, [1)]А.М. Мухамбетжан

[1)]Ядролық физика институты, Алматы, Қазақстан
[2)]Біріккен ядролық зерттеу институты, Дубна қ-сы, Ресей

$^{112, 114, 120, 124}$Sn ядроларында энергиясы 50,1 МэВ α-бөлшектердің серпімді және серпімсіз шашырауы бойынша алынған эксперименттік деректердің жартылай микроскопикалық талдауы жургізілген. 2_1^+ және 3_1^- - төменгі күйлер үшін B(El) параметрлерінің, деформациялық үзындықтарының мәндері табылған. Көрсетілген ядролардың төменгі бірлесті күйлерінің деформациялық үзындықтарының нейтрон-протондық компоненттерінің қатынастары алынған.

SEMI-MICROSCOPICAL ANALYSES SCATTERING OF 50 MEV ALPHA PARTICLES AND THE $^{112, 114, 120, 124}$Sn NUCLEI STRUCTURE

[1)]Kuterbekov K.A., [2)]Kuchtina I.N., [1)]Sadykov B.M., [1)]Mukhambetzhan A.M.

[1)]Institute of Nuclear Physics, National Nuclear Center, Almaty, Republic of Kazakhstan
[2)]Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow Reg., Russia

There was conducted semi-microscopical analysis of experimental data on elastic and inelastic scattering of α-particles with energy of 50,5 MeV on $^{112, 114, 120, 124}$Sn nuclei. For 2_1^+ и 3_1^- low-lying states there were found the corresponding values B(El) parameters, deformation length. There are extracted the ratio of neutron-proton components for deformation lengths of low-lying collective states of the indicated nuclei.

УДК 539.21:539.12.04; 538.951-405

ВЛИЯНИЕ ГЕЛИЯ НА МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СТАЛИ Х15АГ14, СОДЕРЖАЩЕЙ МАРТЕНСИТНУЮ α′–ФАЗУ

Максимкин О.П., Тиванова О.В.

Институт ядерной физики

Для интервала температур 20÷800°С определены характеристики прочности и пластичности хромомарганцевой стали Х15АГ14, подвергнутой предварительной холодной деформации и облучению альфа-частицами. Показано, что растяжение на 20 и 40 % индуцирует γ→α′ превращение и несколько улучшает механические свойства стали при повышенных температурах. В то же время сохраняется эффект высокотемпературного охрупчивания стальных образцов, равномерно по объему имплантированных гелием до концентрации 10^{-3} ат. %.

Введение

В последние годы значительное внимание уделяется изучению физико- механических свойств хромомарганцевых нержавеющих сталей, одним из достоинств которых является сравнительно невысокая стоимость (вследствии отсутствия никеля) и незначительная наведенная радиоактивность, характеризуемая относительно быстрым ее спадом со временем [1]. В связи с этим, а также благодаря высокой устойчивости против радиационного распухания и ползучести, хорошим теплофизическим и технологическим свойствам, хромомарганцевые стали рассматриваются в качестве возможных конструкционных материалов для различных ответственных узлов и деталей атомных реакторов и проектируемых термоядерных установок. Известно, что стали этого типа в аустенизированном состоянии метастабильны и в процессе холодной деформации в них индуцируется γ→α′ превращение с образованием мартенситной ферромагнитной α′ -фазы. При нагреве мартенсит деформации может отжигаться, что приводит в отдельных случаях к проявлению эффекта «памяти формы» и образованию фазонаклепанного аустенита [2]. Это практически важное явление используют для модификации прочностных и пластических свойств нержавеющих сталей в широком диапазоне температур. Так в работе [3] показано положительное воздействие предварительной холодной деформации на высокотемпературные механические свойства аустенитной стали 12Х18Н10Т, которое проявляется в случае образования мартенситной α′-фазы во время растяжения необлученных и облученных альфа- частицами образцов. В то же время для случая, когда при холодной деформации не образуется α′-фаза, наблюдается эффект высокотемпературного гелиевого охрупчивания (ВТГО) стали. В этой связи представляло определенный интерес проверить влияние эффекта от обратного мартенситного превращения на высокотемпературные свойства материала, более склонного к деформационному γ→α′ переходу, чем хромоникелевая сталь 18-10.

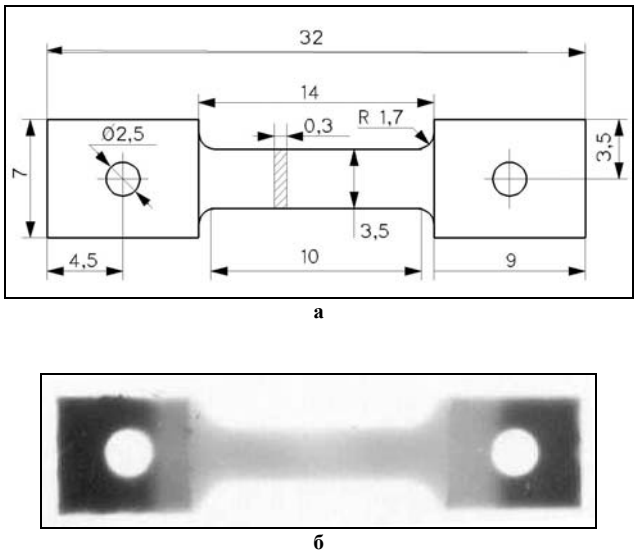
В настоящей работе изучаются особенности температурных изменений характеристик прочности и пластичности хромомарганцевой стали типа Х15АГ14, подвергнутой предварительной холодной деформации и облучению альфа- частицами.

Методика эксперимента

Исследования проводили на плоских образцах для механических испытаний с размерами рабочей части 10×3,5×0,3 мм (см. рис.1а), которые отжигали 5 мин при 1050°С с последующей закалкой в воду. Перед облучением часть стальных образцов была подвергнута растяжению до различных степеней деформации (см. табл.1) при комнатной температуре со скоростью 0,5 мм/мин. При этом, с помощью специально разработанного устройства [4] оборудованного феррозондом, одновременно с диаграммой растяжения регистрировали изменение содержания магнитной α′-фазы и ее распределение в области рабочей длины образца. Часть аустенизированных и деформированных образцов облучали альфа-частицами с энергией 50 МэВ на циклотроне У-150 с использованием метода равномерного объемного легирования [5] до концентрации в них гелия $1{,}5\cdot10^{-3}$ ат. %. При облучении температура образца не превышала 100°С. Авторадиография образца, демонстрирующая равномерность облучения рабочей части, приведена на рис. 1б. Механические испытания при температурах 250÷800°С со скоростью растяжения 0,13 мм/мин. проводили на модернизированной установке «ИМАШ-5С-69» в вакууме $3\cdot10^{-3}$ Па. Полученные данные использовали для определения характеристик прочности и пластичности стали Х15АГ14.

Результаты и выводы

Анализ типичных диаграмм растяжения, полученных в результате испытания стали Х15АГ14 в исходном состоянии при комнатной температуре, а также одновременно с ней регистрируемой кривой накопления α′-фазы с ростом удлинения образца, показал, что α′-мартенсит в стали появляется при деформациях около 10% и наиболее интенсивный рост его количества происходит на стадии локализации пластического течения так, что при растяжении образца до значения абсолютного удлинения, равного 0,2 мм, количество α′-мартенсита не превышает 0,5%, в то время как при удлинении 0,6 мм содержание ферромагнитной фазы достигает 4,2%.



а

б

Рис.1. а) Форма и размеры образца для механических испытаний на одноосное растяжение. б) Авторадиография образца, облученного альфа-частицами с энергией 50 Мэв.

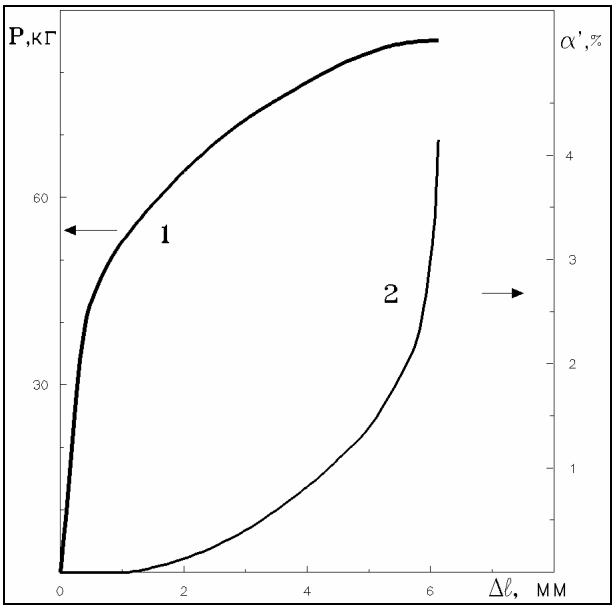


Рис. 2 Диаграмма растяжения (1) и кривая накопления мартенситной ферромагнитной фазы (2) при Т=20°С.

В таблице 1 приведены характеристики прочности и пластичности необлученной и имплантированной гелием стали, испытанной при различных температурах. Как видно из этих результатов, предварительная холодная деформация оказывает значительное влияние на механические свойства данного материала во всем исследованном диапазоне температур. Различие характеристик исходной и холодно-обработанной стали особенно заметно в области 200÷400^{0}С, тогда как при более высоких температурах наблюдается тенденция к сближению как прочностных, так и пластических величин. Такое поведение характеристик прочности и пластичности обусловлено, по-видимому, не только и не столько влиянием наклепа, сколько проявлением эффекта «памяти формы», связанного с прохождением обратного мартенситного $\gamma \rightarrow \alpha'$ превращения.

Эксперименты по изохронным (0,5 час.) отжигам образцов, растянутых до различных степеней деформации, а значит содержащих различное количество ферромагнитной фазы, показали, что температура полного исчезновения α′-фазы может принимать значения от 200 до 600^{0}С, увеличиваясь с ростом степени предварительной деформации.

Влияние гелия на механические свойства стали проверялось при температурах испытания 600÷800^{0}С, по аналогии с хромоникелевыми сталями. Из таблицы видно, что наличие гелия в материале не привело к существенному изменению прочностных свойств стали, однако пластичность при этих температурах резко уменьшается, т.е., как и в случае деформации хромоникелевых сталей, наблюдается эффект ВТГО.

Табл.1. Механические характеристики стали Х15АГ14

Состояние стали	$T_{исп}$, ^{0}С	$\sigma_{0,2}$, кг/мм^2	σ_B, кг/мм^2	$\delta_р$, %	δ, %
исх.	20	42	81	60	60
исх.	250	20	55	52	53
исх. + 40% х.д.		110	150	7	7
исх.	300	23	70	38	38
исх. + 20% х.д		65	95	19	19
исх.	400	24	67	43	44
исх. + 40% х.д.		50	70	19	20
исх.	600	15	35	15	16
исх.+20%х.д.		35	50	14	15
исх.+обл.		14	28	7	8,5
исх.+20%+обл.		33	45	6	6,5
исх.	800	12	18	12	14
исх. + 30% х.д.		20	35	4	7
исх. + обл.		13	13	0,5	0,5
исх.+30%+обл.		19	19	0,5	0,5

Таким образом, из результатов проведенных экспериментов следует, что предварительная холодная деформация на 20÷40% (до появления в образцах заметного количества мартенситной α′–фазы) приводит в целом к улучшению механических свойств стали Х15АГ14, особенно при повышенных температурах испытания. Так, в диапазоне 300÷800^{0}С прочность ($\sigma_{0,2}$) обработанной стали становится в 2-3 раза выше, чем необработанной, а пластичность (относительное удлинение) сохраняет довольно высокий уровень: 10÷15%. В то же время эффект высокотемпературного гелиевого охрупчивания, который в данной марганцовистой стали наблюдается, в частности при 800^{0}С, операцией предварительного холодного деформирования не устраняется.

Литература

1. Takahashi H., Takeyama T., Tanikawa K., Miura R. Damage struktural behaviour by electron irradiation of Mn-Cr austenitic steels // J. Nuclear Materials, 1985, v.133-134, p.566-570.
2. Малышев К.А., Сагарадзе В.В., Сорокин И..П. и др. Фазовый наклеп аустенитных сплавов на железоникелевой основе. - М..: Наука, 1982.- 260с.
3. Максимкин О. П., Шиганаков Ш. Б., Курманов Б. Г. Влияние холодной деформации и облучения на высокотемпературные свойства стали 12Х18Н10Т // Атомная энергия, 1991г., т.71, вып.4, с.349-350.
4. Максимкин О. П., Челноков С. Ю. Устройство для непрерывной регистрации магнитной фазы, образующейся в процессе деформации метастабильных сталей // Изв. АН КазССР. Сер. физ-мат., 1985, № 6, с.85-86.
5. А.с. 531433 (СССР). Способ легирования материалов. / Ибрагимов Ш.Ш., Реутов В.Ф. Опубл. в Б.И., 1978, №23.

ҚҰРАМЫНДА МАРТЕНСИТТІ α′-ФАЗАСЫ БАР Х15АГ14 БОЛАТТЫҢ МЕХАНИКАЛЫҚ ҚАСИЕТІНЕ ГЕЛИЙДІҢ ӘСЕРІ

О.П. Максимкин, О.В. Тиванова

Ядролық физика институты

Суықтай деформацияланған және α′-бөлшектермен сәулеленген Х15АГ14 болаттың механикалық қасиеттеріне сынақ температурасының әсері зерттелген. Алдын ала суықтай деформациялау беріктілік және созымдылық қасиеттерін жақсарту мен қатар сәулеленген болаттың жоғары температурада күйрелу құбылысы сақталатыны көрсетілген.

HELIUM INFLUENCE ON MECHANICAL PROPERTIES OF CR15MN14 STEEL, WHICH CONTAIN α′–MARTENSITIC PHASE

O.P. Maksimkin, O.V. Tivanova

Institute of Nuclear Physics, National Nuclear Center, Almaty, Republic of Kazakhstan

The characteristics of strength and ductility at the temperature range 20-900^{o}C for Cr15Mn14 chromium-manganese steel after cold deformation and irradiated by alpha–particules were determined. It is shown, that deformations by 20 and 40 % induce the $\gamma \rightarrow \alpha'$ transformation and improve mechanical properties of steel at high temperatures. At the same time the effect of high-temperature embrittlement of steel samples after alpha–particle uniform implantation in volume up to the concentration of 10^{-3} ат. He, is kept.

УДК 539.21:539.12.04

ИЗУЧЕНИЕ ТЕРМОДЕСОРБЦИИ ГАЗОВ ИЗ ЦЕРАТА БАРИЯ

[1)]Аксенова Т.И., [1)]Хромушин И.В., [2)]Жотабаев Ж.Р., [1)]Бердаулетов А.К., [1)]Букенов К.Д., [1)]Медведева З.В.

[1)]Институт ядерной физики
[2)]Национальный ядерный центр РК

Значительный интерес к сложным оксидам со структурой перовскита ABO_3 обусловлен, прежде всего, их уникальными физико-химическими свойствами при определенных условиях. Так, например, на перовскитоподобных иттриевых купратах было обнаружено явление высокотемпературной сверхпроводимости. Сложные оксиды типа церата бария проявляют высокую сорбционную способность по отношению к водороду, причем при определенных условиях внедренный водород способен мигрировать в данных материалах, обеспечивая так называемую протонную проводимость [1]. Особенностью данных соединений является наличие в них катиона с переменной валентностью, а именно, церия, стронция и т.д. Материалы с подобными свойствами имеют огромные перспективы при использовании их, например, в качестве сенсорных датчиков водорода и метана, мембран высокоэффективных топливных элементов, коэффициент полезного действия которых приближается к 100%. Как правило, сложные оксиды в чистом виде не являются протонными проводниками и для проявления данного свойства требуется их определенная модификация.

Обнаружено, что для возникновения явления протонной проводимости необходимо наличие кислородных вакансий, что обеспечивается частичным замещением четырехвалентных катионов в этих оксидах, например, Ce^{+4}, ионами трехвалентных металлов, например, Nd^{+3}. Последнее приводит к образованию в них кислородных вакансий $V_O^{\bullet\bullet}$ с эффективным зарядом +2, что следует из сохранения электронейтральности композита. Известно также, что церат бария имеет две модификации: высокотемпературная модификация церата бария обладает кубической симметрией типа $Pm\bar{3}m$, тогда как низкотемпературная - орторомбической типа *Pmcn*. При допировании структура соединения практически не меняется, а тип симметрии, как правило, сохраняется. На рис. 1 представлен структурный фрагмент $BaCeO_3$; O1 и O2 – позиции кислорода в структуре $BaCeO_3$. Кислородные вакансии при допировании образуются преимущественно в позициях O2. [2,3]

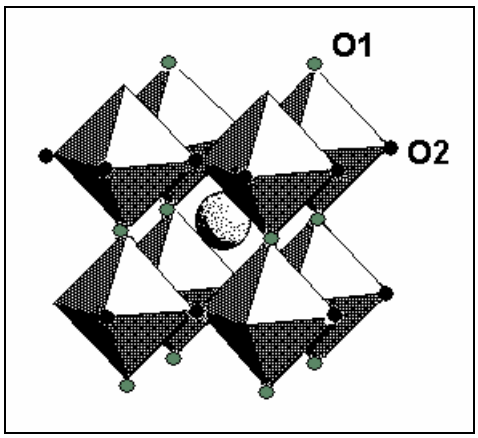


Рис.1. Структурный фрагмент церата бария.

Процесс допирования $BaCeO_3$ неодимом можно описать следующим уравнением:

$$xNd_2O_3 + 2BaCeO_3 \Leftrightarrow 2\,\underline{BaCe_{1-x}Nd_xO_{3-\alpha}} + 2xCeO_2$$

Или, используя обозначения Крегера-Винка, подчеркнутое соединение может быть представлено как

$$Ba^x_{Ba}\,Ce^x_{Ce}\,Nd'_{Ce}\,O^x_O V^{\bullet\bullet}_O$$

Индексы в выражении выше указывают на следующее:

^{x} - нейтральное состояние;

$^\bullet$ - положительный заряд;

$'$ - отрицательный заряд.

Из сохранения электронейтральности можно определить количество образующихся при допировании вакансий:

$$Ba\,Ce^{4+}_{1-x}\,Nd^{3+}_x\,O_{3-\alpha}\,V_{o\alpha}$$

$$+2+4(1-x)+3x=6-2\alpha$$

$$\alpha = \frac{x}{2} \qquad (1)$$

где, x - количество допанта;

α - количество образующихся вакансий

Считается, что при выдержке в парах воды или нагреве на воздухе имеет место диссоциативное растворение молекул воды на поверхности допированных цератов по т.н. кислотно-основному механизму с образованием гидроксидного иона и протона. Гидроксидный ион занимает кислородную вакансию, а протон присоединяется к кислородному иону оксида - хозяина, образуя второй гидроксидный ион. Процесс растворения формально может быть представлен в следующем виде:

$$H_2O \Leftrightarrow OH^- + H^+$$

$$OH^- + H^+ + V_O^{\bullet\bullet} + O^x_O \Leftrightarrow 2OH^\bullet_O \quad (2)$$

Теоретически максимальная концентрация гидроксидных ионов должна соответствовать концентрации допантных катионов ***x***.

Состояния гидроксидных ионов, ионов водорода и кислорода в решетке во многом определяют свойства протонного проводника. Традиционно для их изучения использовались такие методы, как изотопный обмен, термогравиметрия (ТГ), рамановская спектроскопия и др. В данной работе впервые представлены результаты изучения процессов термодесорбции газовых молекул из данных протонных проводников.

Метод термодесорбционной спектроскопии (ТДС) имеет ряд преимуществ по сравнению с другими методами и позволяет определять не только энергетические характеристики исследуемых газов в решетке, но и фиксировать фазовые переходы, определять тип десорбируемых молекул, делать выводы о механизмах их переноса в твердом теле.

Изучение процессов термодесорбции газов из сложных оксидных материалов проводили с помощью универсальной установки газовыделения [4], которая состоит из следующих основных узлов:

- высоковакуумная камера
- печь-сопротивления
- радиочастотный масс-спектрометр.

Образцы (до 7 штук одновременно) помещали в специальную каретку, которая могла перемещаться при помощи сильфона, позволяя поочередно сбрасывать образцы в печь. Перед проведением измерений вакуумная камера и масс-спектрометр прогревались, для обеспечения высокого остаточного вакуума, в то время как образцы находились в холодной части камеры, охлаждаемой водой. Температура измерялась W-Re термопарой, которая приварена непосредственно к чашечке, в которую сбрасываются образцы. Термодесорбционные эксперименты полностью автоматизированы: нагрев образцов, выбор необходимых масс, измерение температуры и регистрация спектров осуществлялось с помощью PC. Скорость нагрева образцов составляла 42^{o}C в интервале 20-1200^{o}C, а давление в рабочей камере в начале эксперимента составляло ~ 2×10^{-5} Pa.

Фоновые спектры (при отсутствии образцов в печи), снятые после предварительного прогрева рабочей камеры не показали существенного выделения каких-либо газов в исследуемом интервале температур 20-1100^{o}C, хотя в ряде случаев приходилось учитывать вклад фона путем его вычитания из соответствующих спектров термодесорбции.

В данной работе представлены результаты исследований термодесорбции O_2, H_2 и H_2O из монокристаллических образцов чистого церата бария и церата бария допированного неодимом $BaCe_{0,9}Nd_{0,1}O_{3-\delta}$. Были изучены исходные образцы (без предварительной обработки), отожженные на воздухе и гидратированные. Отжиг образцов на воздухе проводили в кварцевой ампуле при температурах 650 и 750^{o}C в течение 7 часов. Гидратирование образцов проводили при температуре 600-625^{o}C в смеси паров воды и азота $H_2O + N_2$ (“барботирование” азота через воду) в течение 40 часов.

В результате проведенных исследований было установлено, что процессы термодесорбции газов из недопированного и допированного церата бария существенно различаются.

На рис. 2 представлены спектры термодесорбции O_2, H_2 и H_2O гидратированных образцов $BaCe_{0,9}Nd_{0,1}O_{3-\delta}$.

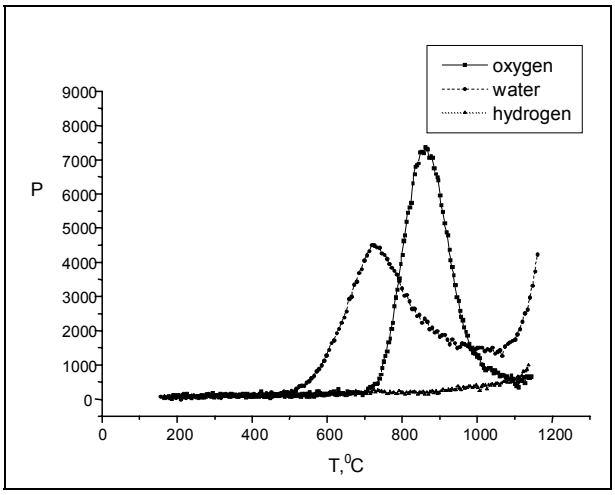


Рис.2. Спектр выделения молекул воды, кислорода и водорода из гидратированных образцов $BaCe_{0,9}Nd_{0,1}O_{3-\delta}$

Следует отметить, что спектры термодесорбции O_2, H_2 и H_2O гидратированных и отожженных образцов допированного церата бария качественно схожи. Как следует из рис. 2, молекулярный водород практически не выделяется из образцов. В то же время наблюдается интенсивное выделение воды и молекулярного кислорода с максимумами скорости выделения при температурах 660^{o}C и 820^{o}C, соответственно. Причиной этого, по-видимому, является следующее. В результате отжига на воздухе или во влажном азоте допированных цератов бария происходит насыщение образцов атмосферной влагой согласно уравнению (2). При нагреве образцов в вакууме реакции в уравнении (2) текут в обратном направлении. Если сложить уравнения (2), то получим следующее уравнение:

$$H_2O + V_O^{\bullet\bullet} + O^x_O \Leftrightarrow 2OH_O^{\bullet} \qquad (3)$$

Выражение в левой части уравнения (3) по-видимому, и определяет процесс термодесорбции молекул воды и кислорода. Так как при обработках происходило растворение молекул воды, а при термодесорбции наблюдается выделение молекул воды и кислорода, то возникает вопрос, откуда же берется избыточный кислород? На наш взгляд возможен переход кислорода хозяина O^x_O в вакансию $V_O^{\bullet\bullet}$.

Другими словами ион кислорода может диффундировать по вакансионному механизму вблизи поверхности до тех пор, пока не встретит другой ион кислорода и не образует молекулу, которая в свою очередь покидает образец. Если это на самом деле так, то пик выхода кислорода должен описываться кинетическим уравнением химической реакции второго порядка. Данное уравнение является нелинейным, а, следовательно, температура, при которой имеет место максимум скорости газовыделения, и форма пика зависят от начальной концентрации кислорода n_0 (в данном случае степени покрытия поверхности образца)

$$\frac{dn}{dt} = -n^2 \exp(-\frac{E}{RT(t)})$$

где n(t) - количество газа в образце, E - энергия активации, T - абсолютная температура, $T=T_0 + bt$, b - скорость нагрева, ν - частотный фактор.

Значения параметров n_0 и E определялись методом подгонки расчетных и экспериментальных кривых в предположении, что $\nu=10^{13}$ сек $^{-1}$. Как видно из рис.3, наблюдается хорошее соответствие между расчетным и экспериментальным спектром.

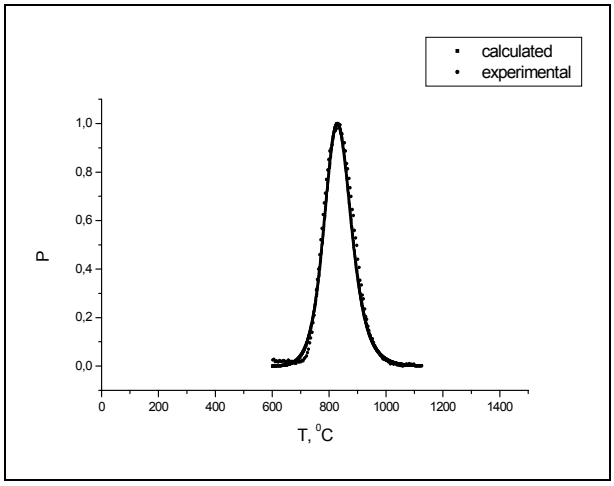


Рис.3. Спектр выделения молекулярного кислорода из гидратированного образца $BaCe_{0,9}Nd_{0,1}O_{3-\delta}$ (экспериментальный и расчетный)

Расчетные значения параметров n_0 и E составили 0.47 и 3,21eV, соответственно.

Тот факт, что молекулы кислорода выделяются при более высоких температурах, чем молекулы воды может быть объяснен тем, что для образования молекулы кислорода необходимо некоторое время, что бы ионы кислорода встретились друг с другом и образовали молекулу, после чего она покидает образец.

Интересным является тот факт, что в спектрах термодесорбции недопированного церата бария, подверженного аналогичным обработкам в данном температурном диапазоне выхода молекул воды, водорода и кислорода не наблюдалось, что указывает на необходимость существования кислородных вакансий для того, что бы процесс растворения молекул воды имел место. В то же время наблюдается незначительное выделение кислорода при более высоких температурах (рис. 4). Существенная разница в температурах максимумов скорости выделения кислорода, а также различие в форме пиков указывают на то, что выделение кислорода в первом и во втором случаях обусловлено разными физическими процессами. В случае допированного церата бария имеет место десорбция кислорода из вакансий, а в случае чистого $BaCeO_3$ выход кислорода связан с фазовым переходом в данном материале.

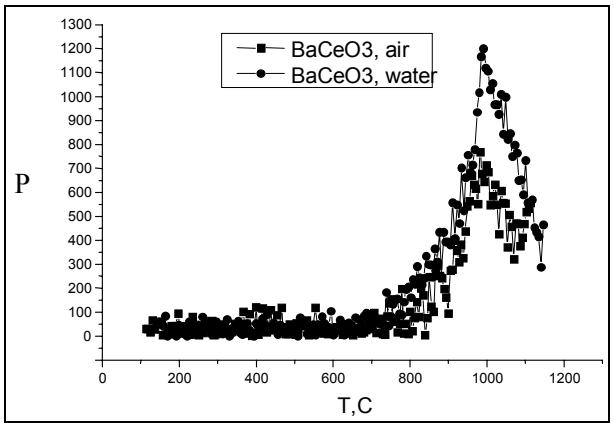


Рис.4. Спектры выделения молекулярного кислорода из образцов чистого церата бария после отжига на воздухе и гидратирования

Таким образом, на основе проведенных исследований показано, что для растворения воды в цератах бария необходимо наличие кислородных вакансий.

Сделано заключение, что процессы растворения-десорбции в данном случае могут быть описаны уравнениями (2,3).

Установлен механизм десорбции молекулярного кислорода из допированного церата бария и определена энергия активации процесса десорбции.

Впервые обнаружен выход кислорода из недопированного церата бария, обусловленный фазовым переходом в данном материале.

Работа выполнена при поддержке INTAS (проект 99-00636).

Авторы выражают благодарность Ю.М. Байкову (Физико-технический институт им. Иоффе, г. Санкт-Петербург) за участие в обсуждении результатов и Б.А.Мелеху (г. Санкт-Петербург) за любезно предоставленные образцы.

Литература

1. H. Iwahara, T. Esaka, H. Uchida, N. Maeda, Solid State Ionics 3 / 4 (1981) 359.
2. R. Glockner, M.S. Islam, T. Norby. Protons and other defects in $BaCeO_3$: a computational study, Solid State Ionics 122 (1999) 145-156.
3. K.S.Knight, Structural phase transition, oxygen vacancy ordering and protonation in doped $BaCeO_3$: results from time-of-flight neutron powder diffraction investigations, solid Stae Ionics 145 (2001) 275-294.
4. И.В.Хромушин, Ж.Р. Жотабаев и др. Особенности поведения кислорода в ВТСП иттриевых керамиках по данным термодесорбционной спектроскопии. Препринт ИЯФ АН Каз ССР, 1990, Алма-Ата.

$BACEO_3$ -ДЕГІ ГАЗДАР ТЕРМОДЕСОРБЦИЯСЫНЫҢ ЗЕРТТЕЛІУ

[1)]Т.И. Аксенова, [1)]И.В. Хромушин, [2)]Ж.Р. Жотабаев [1)]А.К. Бердаулетов, [1)]К.Д. Букенов, [1)]З.В. Медведева

[1)]Ядролық физика институты
[2)]ҚР Ұлттық Ядролық Орталығы

Таза және Nd қосылған $BaCeO_3$ -дегі протон күйі термодесорбция әдісімен зерттелген. Nd қосылған $BaCeO_3$ -де су буында өңдеуден өткеннен кейін молекулалық оттегі мен су десорбциясы байқалған. Таза $BaCeO_3$ -де судың бөлінуімен ере жүретін фазалық ауысулар орын алады. O_2 десорбциясының активтену энергиясы есептелген.

GAS THERMODESORPTION STUDY FROM $BACEO_3$

[1)]T.I. Aksenova, [1)]I.V. Khromushin, [2)]Zr.R. Zhotabaev, [1)]A.K. Berdauletov, [1)]K.D. Bukenov, [1)]Z.V. Medvedeva

[1)]Institute of Nuclear Physics, National Nuclear Center, Almaty, Republic of Kazakhstan
[2)]National Nuclear Center, Kurchatov, Republic of Kazakhstan

Thermodesorption techniques have been used to investigate the proton state in pure and dopped $BaCeO_3$. The oxygen and water moleculars desorption was found on the dopped $BaCeO_3$ under water treatment. The phase transitions with oxygen and water reveal take place on pure $BaCeO_3$. The activation energy of oxygen desorption was calculated.

УДК 539.172.13.16

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ ^{9}Be(p,γ)^{10}B

Буртебаев Н., Сагиндыков Ш.Ш., Ибраева Е.Т., Зазулин Д.М., Журынбаева Г.С.

Институт ядерной физики

Вычислены дифференциальные сечения и значения S-фактора для реакции ^{9}Be(p,γ)^{10}B с использованием кластерного фолдинг-потенциала. Кластерный фолдинг-потенциал сравнивается с феноменологическим потенциалом. Рассчитаны скорости ядерных реакций $\langle \sigma v \rangle$ ^{9}Be(p,γ)^{10}B для максвелловского распределения в интервале энергии 0.001-1.75 T_9 K. Результаты вычислений сравниваются с литературными данными

ВВЕДЕНИЕ

Результаты обзорных работ [1,2] по созданию библиотеки экспериментальных и оцененных данных по взаимодействию заряженных частиц с легкими ядрами показали настоятельную необходимость проведения прецизионных экспериментов по измерению сечений реакций (p,γ) и (p,α) на легких ядрах сопутствующих водородному и гелиевому циклам горения звезд, а также необходимость применения современных теоретических подходов для оценки сечения в астрофизических областях энергий. Кроме того, изучая эти реакции, можно получить важные сведения о структуре ядра, скорости протекания ядерных реакций на солнце и в звездах, в первую очередь о ядерном синтезе и о распространенности тяжелых элементов в природе.

Горение водорода в звездах второго поколения главным образом происходит через протон-протонную (pp) цепочку и CNO-цикл. Реакция ^{9}Be(p,γ)^{10}B является промежуточным звеном между этими циклами. Сечение данной реакции хорошо измерено в интервале энергий от 73 кэВ до 1.8 МэВ [3]. Однако оценка сечения в астрофизической области энергий, из-за наличия резонансов наталкивается на многочисленные трудности, которые можно уменьшить проведением теоретических расчетов. Нашей задачей является более точное вычисление сечения этой реакции, усреднение его по максвелловскому распределению (что определяет скорость реакции); расчет астрофизического S-фактора и экстраполяция его к нулевой энергии.

Скорости ядерных реакций во всех названных процессах вычисляются на основе экспериментальных сечений. Но экспериментальные данные по сечениям большинства исследуемых реакций лежат в области энергий, зачастую намного превышающих необходимые энергии. Обычно в область низких энергий экстраполируется именно S-фактор, как наиболее плавно изменяющаяся с энергией функция.

Новизна представленных расчетов состоит в том, что они проведены в рамках спектроскопического подхода, т.е. с волновой функцией в трехчастичной 2αN-модели рассчитаны основные характеристики реакции радиационного захвата ^{9}Be(p,γ)^{10}B. С этой же волновой функцией рассчитан кластерный фолдинг-потенциал и с ним дифференциальное поперечное сечение упругого рассеяния протонов на ядре ^{9}Be при нескольких энергиях. Полученное при E = 17 МэВ дифференциальное сечение сравнивается с расчетом сечения в рамках оптической модели с потенциалом, взятым из литературных источников [8]. Из анализа энергетической зависимости параметров проведена их экстраполяция к этой энергии. Показано, что оба потенциала правильно описывают экспериментальные данные.

ОСНОВНАЯ ЧАСТЬ

Для расчета сечений реакции ^{9}Be(p,γ)^{10}B требуется лишь знание волновых функций входного и выходного каналов и спектроскопических факторов для расщепления ядра ^{10}B в канал p+^{9}Be, так как вид гамильтониана электромагнитного перехода достаточно хорошо известен.

В двухтельном подходе волновые функции входного и выходного каналов генерируются в оптическом потенциале взаимодействия системы p+^{9}Be, параметры которого и являются входными параметрами. Микроскопически обоснованный оптический потенциал взаимодействия строится в рамках кластерной фолдинг-модели [4]. В этом подходе ядро ^{9}Be рассматривается как трехчастичная ααn система. Свертка проводится по кластерной плотности и по парным межкластерным αn и np взаимодействиям. Так как математически задача является четырехтельной, и расчет матричных элементов свертки очень усложнен, мы ограничились потенциалами, расщепленными только по орбитальному моменту.

Экспериментально спектроскопические факторы для присоединения протона к ядру ^{9}Be, либо для отделения протона от ядра ^{10}B, определялись из реакций протонной передачи ^{9}Be(d,n)^{10}B и ^{9}Be(^{3}He,d)^{10}B [5]. Однако полученные из различных реакций спектроскопические факторы не совсем согласуются друг с другом. Значение S=0.532, используемое в нашем расчете, взято из известной работы Бояркиной [6].

1. Расчет кластерного фолдинг-потенциала

Потенциал взаимодействия протона с ядром ^{9}Be в кластерной фолдинг-модели представляет из себя интеграл:

$$V_{p-^{9}Be}(\vec{R}) = \left\langle \Psi_{^{9}Be}(\vec{x},\vec{y})\varphi_p \left| V \right| \Psi_{^{9}Be}(\vec{x},\vec{y})\varphi_p \right\rangle, \quad (1)$$

где (x,y) -набор координат Якоби; R- радиус-вектор, соединяющий центры масс налетающего протона и ядра ^{9}Be(см. рис. 1).

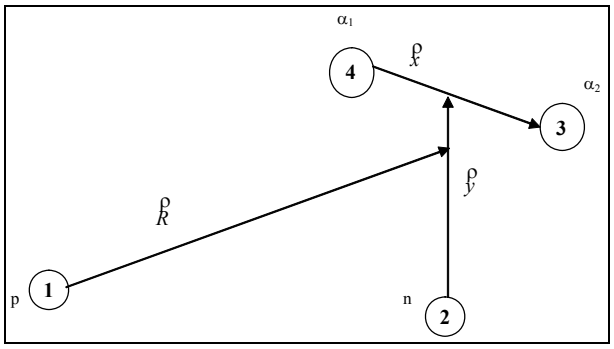


Рис 1. Координаты Якоби для потенциала взаимодействия p+^{9}Be

Потенциал в формуле (1) представляет собой сумму трех потенциалов:

$$V = V_1(r_{12}) + V_2(r_{13}) + V_3(r_{14}), \quad (2)$$

где V_k - потенциалы межкластерного взаимодействия между частицами i и j, зависящие от их взаимного расстояния r_{ij}, причем векторы r_{ij} связаны с внутренними координатами ядер (x,y) и радиусом-вектором R.

В качестве волновой функции ядра ^{9}Be была использована волновая функция в α+α+n-модели [7], наиболее полно описывающая ядро ^{9}Be. Радиальная часть ВФ представлена в виде разложения по многомерным гауссоидам, что удобно для аналитических расчетов, особенно когда потенциал взаимодействия также выбирается в гауссовом виде. Любой другой потенциал с помощью специальной процедуры может быть разложен в ряд по сумме гауссоид, и интеграл (1) также вычисляется аналитически.

В кластерном потенциале свертки, необходимо задать вид кластер-кластерного потенциала. Мы использовали два потенциала: нуклон-нуклонный и нуклон-альфа частичный.

а) Потенциал взаимодействия между альфа-частицей и нейтроном.

αN- потенциал взят из работы [7], в которой он представлен в гауссовой форме. Данный потенциал был применен для расчета структуры ядер с A=6 и A=9. Это так называемый потенциал с четно-нечетным расщеплением фазовых сдвигов, который хорошо воспроизводит данные по рассеянию волн с низкими орбитальными моментами. Авторы работы [7] выделили его как оптимальный потенциал для расчетов в рамках кластерной модели. Из-за весьма усложненного вывода матричного элемента потенциала свертки для спин-орбитальной части, мы учитывали только центральную часть. Для расчета матричного элемента был использована программа, которая была переделана из программы по расчету статических электромагнитных характеристик ядра ^{9}Be в рамках ααn- модели.

б) Потенциал взаимодействия между протоном и нейтроном.

В качестве потенциала взаимодействия был выбран потенциал Афнана-Тана [4], который является суммой трех гауссоид. Он подогнан под фазовые сдвиги для S-волн при низких и средних энергиях.

Складывая матричные элементы потенциалов взаимодействия pn, $p\alpha_1$ и $p\alpha_2$, получим искомый фолдинг-потенциал.

2. Тестирование фолдинг потенциала и сравнение его с феноменологическим потенциалом

Для теста полученного кластерного фолдинг-потенциала и сравнения его с феноменологическим потенциалом был проведен анализ упругого рассеяния протонов на ядре ^{9}Be в интервале энергий от 12 до 180 МэВ. Анализ экспериментальных данных по упругому рассеянию протонов на ядре ^{9}Be [8], был проведен с использованием программы ECIS88. Вначале варьировались все параметры до достижения наиболее точного согласия с экспериментом. Затем выбирались среднее значение радиуса действительной, мнимой и спин-орбитальной частей и фиксировалось для всех энергий. После этого проводился поиск оптимальных параметров оптического потенциала, которые приводятся в таблице. Результаты расчетов с использованием полученных оптических потенциалов показаны на рисунке 2а. Затем была исследована энергетическая зависимость оптических параметров.

Полученный кластерный фолдинг-потенциал, параметризован в Вуд-Саксоновской форме с параметрами V_0=85.0, R_0=0.85, a=0.953. Он применен при рассеянии протонов с $E_з$=17 МэВ. Результаты расчета представлены на рис. 2б. Как видно из сравнения расчетов с разными потенциалами, до углов 80^0 качество описания данных с кластерным фолдинг-потенциалом сравнимо с феноменологическим потенциалом, таким образом, он может быть использован в дальнейших расчетах сечения радиационного захвата.

Табл. 1. Параметры оптических потенциалов для упругого рассеяния протонов на ядре ^{9}Be

E_p, MeV	V_0	r_0	a_0	W_s	r_s	a_s	V_{so}	r_{so}	a_{s0}
12	51.4	1.17	0.712	7.66	1.32	0.587	6.2	1.01	0.750
13	51.6	1.17	0.638	7.8	1.32	0.587	6.2	1.01	0.750
14	53.9	1.17	0.591	7.84	1.32	0.587	6.2	1.01	0.750
15	54.6	1.17	0.544	7.6	1.32	0.587	6.2	1.01	0.750

E_p, MeV	V_0	r_0	a_0	W_s	r_s	a_s	V_{so}	r_{so}	a_{s0}
21.35	51.7	1.17	0.564	7.13	1.32	0.587	6.2	1.01	0.750
30.3	53.5	1.17	0.750	10.3	1.32	0.597	6.2	1.01	0.750
49.6	49.1	1.17	0.742	11.05	1.32	0.413	6.2	1.01	0.750
100.6	26.2	1.17	0.438	8.82	1.32	0.524	6.2	1.01	0.750
160	22.8	1.17	0.409	10.13	1.32	0.587	6.2	1.01	0.750

3. Расчет сечения радиационного захвата

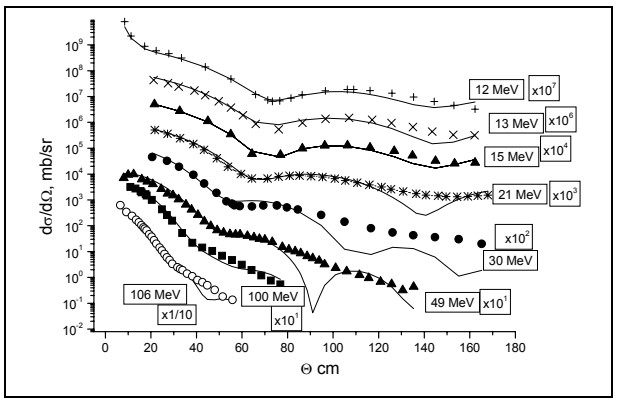
В сечении радиационного захвата реакции $^{9}Be(p,\gamma_0)^{10}B$ имеются два ярко выраженных резонанса. Следовательно, применить модель прямого захвата невозможно, необходимо учитывать связь состояния рассеяния во входном канале с резонансными уровнями. Однако попытка описать сечение с помощью стандартных формул Брейта-Вигнера, не учитывающих зависимость параметров резонансных уровней от энергии, оказалась невозможной. Необходимо было опираться на более строгую квантовомеханическую теорию резонансных реакций для корректного учета зависимости резонансных параметров от энергии.

Рассмотрим вывод основных выражений. Волновая функция входного канала имеет вид:

$$\Psi_i = \psi_1(\vec{x})\psi_2\chi(\vec{y}) + \Lambda_{res}\Psi_{res}(\vec{x},\vec{y}), \qquad (7)$$

где

$$\Lambda_{res} = \frac{1}{E - E_{res} - \Delta_{res} + i\Gamma_{res}/2}\times \qquad (8)$$
$$\times\left\langle \chi(\vec{y})\psi_1(\vec{x})\psi_2 \left| V_{12} \right| \Psi_{res}(\vec{x},\vec{y}) \right\rangle$$



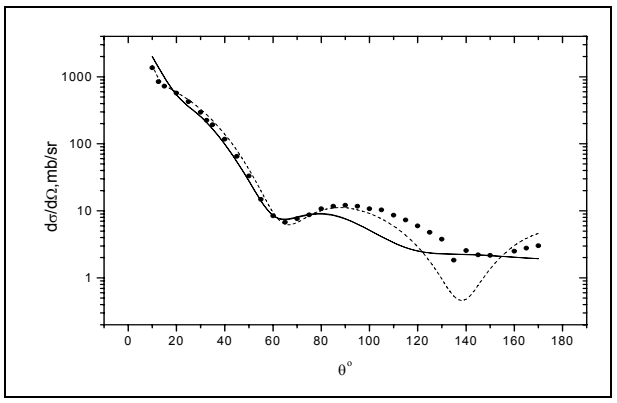


Рис .2 Дифференциальные сечения упругого рассеяния протонов на ядре ^{9}Be.

а- при энергиях от 13 до 160 МэВ, точки, ромбы и треугольники – экспериментальные данные из [8] сплошные кривые – расчет с оптическим потенциалом, б - при энергии 17 МэВ, точки – экспериментальные данные из [8]; сплошная линия – расчет с потенциалом свертки; пунктирная – расчет с оптическим потенциалом, параметры которого получены экстраполяцией параметров при Е=15 МэВ из таблицы.

$$\Gamma_n = 2\pi\int \left\langle r\left|V_{12}\right|i\right\rangle\left\langle r\left|V_{12}\right|i\right\rangle \rho(E,\Omega)d\Omega$$

$$\Delta_n = \mathrm{P}\int \frac{\left\langle r\left|H\right|i\right\rangle\left\langle r\left|H\right|i\right\rangle}{E-E'}\rho(E',\Omega)dE'd\Omega\,.$$

Подставляя (5) в выражение для сечения, получим:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{V_i}{v_{in}}\frac{2\pi}{\mathrm{h}}\left[\left\langle f\left|W_-\right|i\right\rangle + \frac{\left\langle f\left|W_-\right|res\right\rangle\left\langle res\left|V\right|i\right\rangle}{E - E_{res} - \Delta - i\frac{\Gamma}{2}}\right]^2 \times \qquad (9)$$
$$\times\frac{V_f}{(2\pi)^3}\frac{q^2}{\mathrm{h}c}$$

По формуле (9) рассчитано дифференциальное сечение реакции $^{9}Be(p,\gamma_0)^{10}B$, представленное на рис.3. В расчете предполагалось, что вклад дают либо Е1, либо М1 переходы, и резонанс имеет место при энергии 989 кэВ. Однако, как видно из рис., максимум резонанса в дифференциальном сечении находится несколько выше по энергии. Возможно, это связано с тем, что в данной области энергий имеется четыре близко расположенных резонанса.

4. Расчет астрофизического S-фактора

Реакции в звездах и термоядерных реакторах происходят при энергиях порядка 1 кэВ ($T=10^7$ К). Поэтому, как отметил Солпитер, экспериментальные сечения, которые ограничены снизу значением 50 кэВ, необходимо экстраполировать в астрофизическую область. Однако, само сечение неудобно для экстраполяции из-за нерегулярности его поведения при малых энергиях. Экстраполировать удобнее S-фактор, связанный с сечением формулой:

$$S = \frac{\sigma E_{ц.м.}}{P}, \qquad (10)$$

здесь Р- проницаемость потенциального барьера, которая обычно, также как и сечение, быстро убы-

вает при уменьшении энергии. Это, собственно, и обуславливает плавность зависимости S-фактора от энергии, обеспечивая точность его экстраполяции.

Наши расчеты проводились с использованием гамовской проницаемости:

$$P_G = \exp\left\{-2\frac{\sqrt{2\mu}}{\hbar}\frac{\gamma}{\sqrt{E}}\frac{\pi}{2}\right\}. \qquad (11)$$

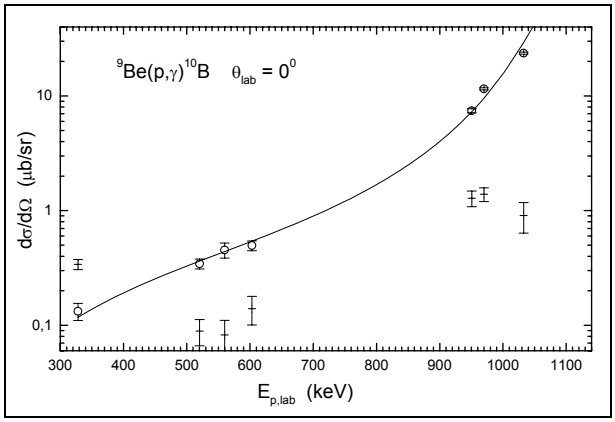


Рис. 3. Зависимость теоретического дифференциального сечения для реакции $^{9}Be(p,\gamma_0)^{10}B$ от энергии (сплошная кривая, расчет по формуле (9) для основного состояния) и сравнение его с полученными нами экспериментальными данными для захвата на основное (кружки), и на первое возбужденное состояния (треугольники).

Первые попытки экстраполяции экспериментальных данных натолкнулись на некоторые трудности, после чего реализовали идею разложить астрофизический множитель в ряд Тейлора по энергии.

Согласно Солпитеру S-фактор есть величина, медленно меняющаяся с энергией и при малых энергиях стремящаяся к постоянной величине. Мы экстраполируем S-фактор параболой:

$$S(E) = S(0) + AE + BE^2, \qquad (12)$$

Проинтегрировав полученное выше дифференциальное сечение (формула (9)) по углам, мы получили полное сечение радиационного захвата. Рассчитав затем гамовскую проницаемость по формуле (11), мы вычислили S-фактор (по формуле (10)) в интервале энергий от 20 кэВ до 1,8 МэВ. Полученные значения S-фактора показаны на рис.4а крестиками. Проэкстраполировав эти данные параболой, получили следующие значения параметров:

S(0)=(0.226±0.001)кэВ·барн;

A=(-0,0002±0,00001)кэВ^2·барн;

B = (-2,9±0,5)10^{-7} кэВ^3·барн

Полученный S-фактор близок к кривой из работы [9]. В этой работе приводится значение его в нуле: S(0)=0.21 кэВ·барн.

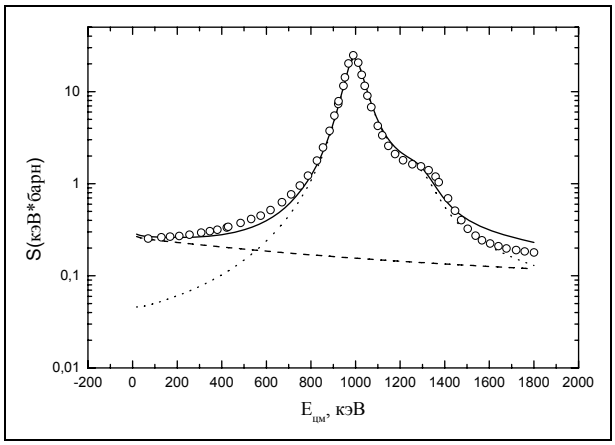


Рис.4. S-фактор реакции $^{9}Be(p,\gamma_0)^{10}B$. Пунктирная линия - для прямого захвата, точечная - для резонансного захвата, сплошная линия – их сумма. Экспериментальные данные (кружки) - из работы [10].

5. Расчет усредненной скорости реакции

Усреднение скорости реакции $p+^{9}Be\rightarrow^{10}B+\gamma$ мы провели по максвелловскому распределению скоростей протонов, имеющему место при стационарном горении в недрах солнца и звезд. Расчеты базируются на теоретических значениях сечений реакции при различных значениях энергии протонов. Для расчетов усредненной скорости реакции необходимо экстраполировать эти данные на весь энергетический спектр.

Усредненная по максвелловскому распределению скорость реакции в лабораторной системе рассчитывалась по формуле:

$$\langle\sigma v\rangle = \left(\frac{8}{\pi}\right)^{1/2}\left(\frac{\mu}{\kappa T}\right)^{3/2}\frac{1}{m^2}\int_0^\infty e^{-\frac{\mu E}{m\kappa T}}\sigma(E)\,E dE\,. \qquad (13)$$

Это сечение нормированное, и если привести все к одинаковой размерности: kT - в кэВ , массу налетающей частицы m - в а.е.м., μ - в а.е.м. , σ - в барн., энергию E - в кэВ, а численный коэффициент перед интегралом, умноженный на степени размерных величин, равным 4,9380x10^{-17}, то $\langle\sigma v\rangle$ получится в см^3/с. Численное интегрирование проводится от E_{min} до E_{max} и ниже обсуждается зависимость интеграла от этих пределов.

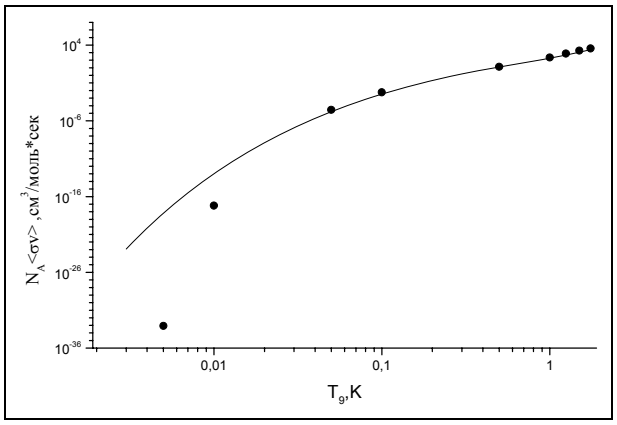


Рис.5. Усредненные по максвелловскому распределению скорости реакции $p+^{9}Be\rightarrow^{10}B+\gamma$ рассчитанные с гамовской проницаемостью. Точки - наш расчет, кривая - расчет из работы [10].

На рис.5 приведены результаты усредненных сечений, полученные нами с гамовской проницаемостью - точки, и сравнение их с рассчитанными ранее в работе [10] - сплошная кривая. Наш расчет отличается от проведенного в работе [10] областью интегрирования по энергии в интеграле (12). Нами интегрирование проводилось в диапазоне E_{min} =0.02, E_{max} =1.8 МэВ, в работе [10] - в интервале E_{min} = 0.06, E_{max} =1.8 МэВ. Как видно из рисунков, различие мало для больших T_9, и начинает проявляться при $T_9 < 0.01$. Это обусловлено резкой экспоненциальной зависимостью распределения в области малых энергий 0,001-0,05 МэВ и высокой чувствительностью интеграла к этой области.

Выводы

Использованный нами метод расчета дифференциального сечения радиационного захвата с использованием кластерного фолдинг-потенциала позволил корректно описать имеющиеся экспериментальные данные. Расчет усредненных скоростей реакции показал большую чувствительность их к низкоэнергетической области максвелловского распределения, т.е. к нижнему пределу интегрирования. Расчетные значения астрофизического S-фактора хорошо согласуется с результатами, полученными в работе [9].

Литература

1. G.Wallerstein et.al. //Rev.of Mod.Phys. V.69,N4,1997
2. E.G.Abelberger et.al. //Rev.of Mod.Phys. V.70,N4,1998
3. D.Zahnow, C. Angulo, M. Junker et al // J. Nucl.Phys.A, 1995, v. 589, p.95
4. В.Т.Ворончев // Кандидатская диссертация, Москва, 1983, МГУ
5. A. Ajzenberg-Selove // Nucl. Phys A 490, 1988 N1.
6. Бояркина А.Н.// Структура ядер 1p-оболочки, МГУ, 1973, с. 62
7. Voronchev V.T., Kukulin V.I., Pomerantsev V.N. et al. - Few-Body Syst., 1995, v.18, p.191.
8. Michael F. Werby, Steve Edwards, William J. Thompson // Nuclear Physics A169,(1971), p. 81-94, Optical model analysis of $^{9}Be(p,p_0)^{9}Be$ cross sections and polarizations from 6 MeV to 30 MeV; Philip G. Roos, N.S. Wall // Phys. Rev , v.140, N 5B (1965) p.1237-1244, Elastic scattering of 160 MeV Protons from ^{9}Be, ^{40}Ca, ^{58}Ni, ^{120}Sn, ^{208}Pb; G.S. Mani, D. Jacques and A.D. Dix // Nuclear Physics A165,(1971), p. 145-151, Elastic scattering of 50 MeV protons by light nuclei.
9. Sattarov, A.M. Mukhamedzhanov, A. Azhari et al // Phys. Rev C., v .60, 035801
10. S.O.Nelson, E.A.Wulf, J.H.Kelley Nucl.Phys A 679 (2000) p.199-211

$^{9}Be(p,\gamma)^{10}B$ РЕАКЦИЯСЫН ЗЕРТТЕУ

Н. Буртебаев, Ш.Ш. Сагиндыков, Е.Т. Ибраева, Д.М. Зазулин, Г.С. Журынбаева

Ядролық физика институты

$^{9}Be(p,\gamma)^{10}B$ реакцияның дифференциальдық қималары және S-факторының мәндері кластерлік Фолдинг-потенциалдың қолданылуымен есептелді. Кластерлі Фолдинг потенциал феноменологикалық потенциалмен салыстырылады. $^{9}Be(p,\gamma)^{10}B$ реакциясының жылдамдықтары $\langle\sigma v\rangle$ 0.001-1.75 T_9 К энергия аралығында Максвелдік таралу үшін есептелді.

INVESTIGATION OF $^{9}Be(p,\gamma)^{10}B$ REACTION

N. Burtebaev, Sh.Sh. Sagindykov, E.T. Ibraeva, D.M. Zazulin, G.S. Zhurinbaeva

Institute of Nuclear Physics, National Nuclear Center, Almaty, Republic of Kazakhstan

The differential cross section and S-factor of $^{9}Be(p,\gamma)^{10}B$ reaction are calculated by using cluster folding potential. Cluster folding potential is compared with phenomenological potential. The thermonuclear reaction rates of $^{9}Be(p,\gamma)^{10}B$ reaction are calculated for Maxwellian distribution in energy range $\langle\sigma v\rangle$ .001-1.75 T_9 K. Results of calculations are compared with other data.

УДК 539.12.04

ПОЛУЧЕНИЕ РЕЗОНАНСНЫХ СОСТОЯНИЙ ЧАСТИЦ ПРИ КАНАЛИРОВАНИИ ИХ В КРИСТАЛЛАХ

Красовицкий П.М., Такибаев Н.Ж.

Институт ядерной физики

Изучается возможность возбуждения пучка ускоренных составных частиц (слабосвязанных ядерных или молекулярных систем) при их каналировании в кристалле.

Получены условия и критерии резонансных переходов в возбужденное состояние.

Введение

В последнее время в связи с развитием науки и техники возникает много новых и актуальных задач. Такая ситуация встречается в хорошо изученных явлениях и задачах, а чаще на стыке двух или более областей и служит причиной новых и неожиданных эффектов. Поэтому можно считать необходимым исследования в знакомых и развивающихся вопросах и проблемах.

Каналирование - явление прохождения ускоренных частиц сквозь кристалл, когда скорость частицы параллельна оси кристалла. Этот процесс характеризуется малыми потерями энергии теми частицами, которые попадают в достаточно узкую область между плоскостями кристаллической решетки. Приведем здесь некоторые характеристики этого процесса для протонов с энергией, достаточной для проникновение внутрь кристалла (выше 1Мэв) [1,2]:

1. угол между направлением скорости частицы и осью кристалла $\leq 1^0$ при этих условиях, а также в зависимости от свойств кристалла;
2. примерно 90% всех частиц попадают в режим каналирования, из них около 30%- попадают в режим гиперканалирования, когда длина пролета в кристалле примерно в 100 раз больше, чем у остальных частиц;
3. потери энергии составляют примерно 1 Гэв на сантиметр;
4. поперечный размер области преимущественного каналирования $\sim 10^{-10}$- 10^{-11} см (при периоде решетки кристалла $\sim 10^{-8}$ см);
5. длина каналирования (то есть длина, на которой теряется половина энергии каналированной частицы) $\geq 10^{-3}$ см.

В научных изданиях активно изучаются вопросы фокусировки пучка при каналировании, воздействия частиц пучка на атомы кристалла и т. д. Интересной является и задача о воздействии кристаллической решётки на каналируемую частицу как на сложную квантовую систему. Такая постановка задачи прежде всего интересна тем, что кристалл, представляющий собой упорядоченную в пространстве структуру, воздействует на частицы, что может иметь периодический характер. При определённых условиях это приведет к появлению резонансных возбуждении этих частиц. Целью данной работы является нахождение возможности таких возбуждении, а также, зависимостей вероятности таких явлений от параметров кристалла и квантовой системы (каналируемой частицы).

Решение этой задачи проводиться в рамках метода воздействия на квантовую систему внешнего, зависящего от времени возмущения. Поэтому за исходную систему координат выбирается система, связанная с движущейся частицей. Потенциал взаимодействия частицы с кристаллом представляется как периодическая функция от времени. В результате выполнения работы было получено общее уравнение и его решение для наиболее простого модельного случая, дающего представление о зависимости вероятности возбуждения резонансных состояний от таких величин, как характерный размер кристалла, параметры квантовой системы и т.д. На основании этих вычислений сделан вывод о возможности применения эффекта каналирования для получения возбужденных состояний в квантовых системах.

1. Получение общего уравнения

Для решения поставленной задачи рассмотрим квантовую систему, на которую действует внешняя сила, зависящая от времени [3]. Предположим, что эта система в свободном состоянии (без действия на неё внешних сил) описывается набором известных волновых функций $\Psi_n^{(0)}$. Эти волновые функции будут подчиняться уравнению Шредингера с соответствующим гамильтонианом $\hat{H}_0$:

$$i\frac{\partial \Psi_n^{(0)}}{\partial t} = \hat{H}_0 \Psi_n^{(0)}.$$

В случае внешнего воздействия система будет описываться уже другим набором волновых функций Ψ_n, которые будут удовлетворять уравнению Шредингера с гамильтонианом $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}(t)$

$$i\frac{\partial \Psi_n}{\partial t} = \hat{H}\Psi_n, \qquad (1)$$

где V(t) описывает данное внешнее воздействие. Далее считаем как обычно, что начальный набор волновых функций является ортонормированным. Будем искать новые волновые функции Ψ_n в форме:

$$\Psi_k = \sum a_{nk}\Psi_n$$

и подставим их в уравнение (1)

$$i\sum\left(a_{nk}\frac{\partial \Psi_n^{(0)}}{\partial t} + \Psi_n^{(0)}\frac{da_n}{dt}\right) = \sum\left(\hat{H}_0 + \hat{V}(t)\right)a_{nk}\Psi_n^{(0)}.$$

Умножим это выражение на $\Psi_m^{(0)}$, проинтегрируем, и учитывая, ортонормированность волновых функций, получаем

$$i\frac{da_{mk}}{dt} = \sum_n V_{mn}(t)a_{nk}\,, \qquad (2)$$

где $V_{mn}(t) = \langle \Psi_m | V | \Psi_n \rangle$. Индекс k у a_{mk} далее опускаем.

Предполагая возможным представление V_{kn} в виде ряда Фурье, получаем

$$a_{kn} = \sum_s A_{kn}(s)\int e^{i(s\omega-\omega_{kn})t}dt\,,$$

что приводит к следующему

$$a_{kn} = \begin{cases} \sum \frac{Ae^{i\delta\omega t}}{\delta\omega}, k \neq m \\ Bt + \sum \frac{Ce^{i\delta\omega t}}{\delta\omega}, k = m \end{cases}.$$

При k≠m коэффициенты ограниченны, а во втором случае (резонанса) коэффициент неограниченно возрастает, откуда следует, что резонансный случай не может быть найден в рамках теории возмущений, причем сам резонансный член доминирует. Поэтому в первом приближении всеми остальными членами можно пренебречь. Полагаем $\Psi = a_m\Psi_m^{(0)} + a_n\Psi_n^{(0)}$, где состояния m и n связаны с резонансной частотой:

$$k\omega = \omega_{mn}, k = 1,2,\ldots\,,$$

Уравнение (2) тогда переходит в форму:

$$\begin{cases} i\frac{da_m}{dt} = \bar{V}_{mn}a_n e^{i\omega_{mn}t} \\ i\frac{da_n}{dt} = \bar{V}_{mn}a_m e^{-i\omega_{mn}t} \end{cases}. \qquad (3a)$$

или в виде одного уравнения 2-го порядка

$$\frac{d^2a_n}{dt^2} - (i\cdot\omega + \frac{\dot{\bar{V}}_{mn}}{\bar{V}_{mn}})\frac{da_n}{dt} + \bar{V}_{mn}^2 a_n = 0\,. \qquad (3б)$$

2. Определение вида потенциала

Определим периодический потенциал V(t) в задаче прохождения заряженной частицы вдоль упорядоченной системы зарядов.

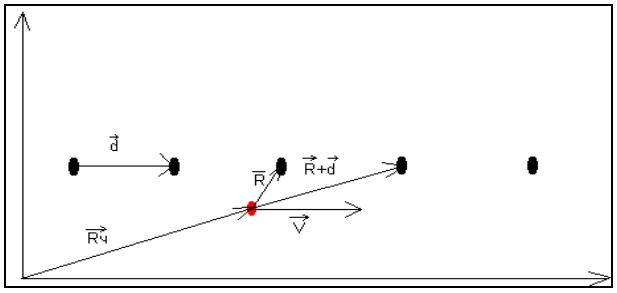


Рис.1. Одномерное представление взаимодействия частицы с кристаллической структурой ускоренной частицы параллельно оси кристалла.

Для простоты и определенности рассмотрим движение частицы в идеальном кристалле кубической структуры с абсолютно идентичными между собой атомами, и начнем с одномерного случая.

Полный потенциал взаимодействия частицы, находящейся в точке $R_ч$:

$$V_G(\vec{R}_ч) = \sum V_i(R_ч)\,,$$

где V_i есть потенциал взаимодействия этой частицы с i-м атомом решетки.

Из условия задачи ($\vec{v} \uparrow\uparrow \vec{d}$, идентичность узлов) очевидно, что потенциал является периодической функцией

$$V_G(\vec{R}_ч) = V_G(\vec{R}_ч + \vec{d})\,. \qquad (4)$$

Потенциал взаимодействия каналируемой частицы с i-м атомом кристаллической структуры зависит только от относительного расстояния между ними:

$$V_i(\vec{R}_ч) = V(\vec{R}_ч - \vec{R}_i)$$
$$\vec{R}_i = \vec{R}_0 + i\vec{d}\,,$$

где R_0- координата некого атома, произвольно выбранного за нулевой. В некоторый момент времени t=0 выберем этот атом как ближайший к каналируемой частице. Согласно рис. 1

$$\vec{R}_ч - \vec{R}_0 = \vec{R}\,.$$

Тогда общий потенциал может быть представлен как:

$$V_G(\vec{R}_ч) = V(\vec{R}) + V(\vec{R}+\vec{d}) + V(\vec{R}+2\cdot\vec{d}) + \ldots$$
$$\ldots + V(\vec{R}-\vec{d}) + \ldots = V(\vec{R}) \qquad (5)$$

$\vec{R}$ может быть записано:

$$\vec{R} = \vec{v}t + \vec{\rho} + \vec{r}\,, \qquad (6)$$

где $\vec{r}$ есть координаты той части частицы, которая и является взаимодействующей с атомами кристаллической решетки (предполагается, для простоты, что такая часть всего одна).

Условие периодичности (4) можно переписать:

$$V_G(\vec{R}(t,\vec{r})) = V_G(t,\vec{r}) = V_G(t+T,\vec{r})\,, \qquad (7)$$

$$T = \frac{d}{v}\,. \qquad (8)$$

Потенциал (5) с R из (6) является периодической функцией, что однако, выражено неявно. Следовательно, работать с таким потенциалом в дальнейшем не очень удобно. Поэтому, предлагаем здесь два способа выражения явной периодичности:

1) Требуемый потенциал задается равным потенциалу (5),(6) на интервале

$$t = \left[-\frac{d}{2v}, \frac{d}{2v}\right],$$

на остальном промежутке времени он задается соотношениями (7),(8). Использование такого по-

тенциала возможно с помощью разложения на указанном отрезке в гармонический или другие ряды.

2) В формулах (5),(6) время t заменяется на периодическую функцию, зависящую от времени, с периодом (8):

$$t \to F_{пер}(2\pi \cdot t / T),$$

такой вид потенциала удобен при численных расчетах.

3. Вычисление матричных элементов

При вычислении матричных элементов V_{12} в задаче каналирования сложной частицы сквозь кристалл допустимы следующее предположение: внутренние линейные характеристики частицы определяются действующими внутри силами. Если эти силы имеют ядерную структуру, то соответствующие расстояния будут иметь порядок n fm. Расстояние между частицей и кристаллом определяется параметрами кристалла и имеет порядок A. Потенциал, входящий в матричный элемент, зависит от векторной суммы этих величин, причем только от модуля:

$$V = V(R^*) = V\left(\left|\vec{R} + \vec{r}\right|\right) \qquad (9)$$

Поэтому допустимо следующее разложение:

$$V(\vec{r}) = V(\vec{0}) + \left.\frac{\partial V}{\partial r_i}\right|_{r_i=0} r_i + \ldots$$

Благодаря (9) можно записать

$$\frac{\partial V}{\partial r_i} = \frac{dV}{dR^*}\frac{\partial R^*}{\partial r_i},$$

а также (в декартовых координатах)

$$\left.\frac{\partial R^*}{\partial r_x}\right|_{r_x=0} \cdot r_x + \left.\frac{\partial R^*}{\partial r_y}\right|_{r_y=0} \cdot r_y + \left.\frac{\partial R^*}{\partial r_y}\right|_{r_y=0} \cdot r_y = (\vec{\nabla} R^*\big|_{\vec{r}}\,\vec{r}).$$

Запишем последнее выражение в сферических координатах

$$(\vec{\nabla} R^*\big|_{\vec{r}}\,\vec{r}) = \left.\frac{\partial R^*}{\partial r}\right|_{r=0} \cdot r = \left.\frac{\partial\left(\sqrt{R^2 + r^2 + 2Rr\cos\eta}\right)}{\partial r}\right|_{r=0} \cdot r = 2r\cos\eta, \qquad (10)$$

где η- угол между $\vec{R}$ и $\vec{r}$. Благодаря произволу в выборе направлений осей системы координат запишем этот угол в виде

$$\cos\eta = \sin\theta \cdot \cos(\varphi - \varphi_R),$$

где угол φ_R определяется как

$$tg\varphi_R = \frac{R_y}{R_x}.$$

Если угловая часть волновых функций состояний 1 и 2 записана через сферические функции (а в подавляющем большинстве случаев это можно сделать), матричные элементы будут равны:

$$V_{12} = \int \phi_1(r) Y_{l_1 m_1}(\theta,\varphi) V(\vec{r} + \vec{R}) \phi_2(r) Y_{l_2 m_2}(\theta,\varphi) d\vec{r} = \frac{\partial V(R)}{\partial R} A_{12} B_{l_1 l_2 m_1 m_2}(\varphi_r), \qquad (11)$$

где

$$A_{12} = \int_0^\infty \phi_1(r)\phi_2(r) r^3 dr,\ B_{l_1 l_2 m_1 m_2} = \frac{i(-1)^{m_1}\delta_{l_1 l_2+1}\left\{e^{-i\varphi_R}\delta_{m_2 m_1 - 1}\sqrt{(l_2 + m_1)(l_2 + m_1 + 1)} - e^{i\varphi_R}\delta_{m_2 m_1 + 1}\sqrt{(l_2 - m_1)(l_2 - m_1 + 1)}\right\}}{\sqrt{(2l_2 + 1)(2l_2 + 3)}}.$$

Для удобства разобьем последний коэффициент на два

$$B_{l_1 l_2 m_1 m_2} = B_1 e^{-i\phi_R} + B_2 e^{i\phi_R} = (B_1 + B_2)\cos\varphi_R + i(B_2 - B_1)\sin\varphi_R = \tilde{B}_1 \cos\varphi_R + \tilde{B}_2 \sin\varphi_R.$$

Таким образом, матричный элемент будет равен:

$$V_{12} = A_{12}\tilde{B}_1 \frac{R_x}{R}\frac{dV}{dR} + A_{12}\tilde{B}_2 \frac{R_y}{R}\frac{dV}{dR}. \qquad (12).$$

Эта формулировка справедлива при $l_1=l_2+1$, но также возможен случай $l_1=l_2-1$. Соответствующий матричный элемент может быть получен заменой (l_1,m_1) на (l_2,m_2). Это не отражено в записи, так как возможен только один из двух случаев.

При использовании приближения, когда потенциал считается гармонической функцией:

$$\tilde{V}(t) = V_k \cos\left(\frac{2\pi k t}{T}\right),$$

где

$$V_k = \frac{4}{T}\int_0^{\frac{T}{2}} V(t)\cos\left(\frac{2\pi k t}{T}\right) dt$$

(считаем потенциал функцией четной по времени, в общем случае используется выражение $V(t) = Ve^{i\omega t} + V^* e^{-i\omega t}$), вычисление матричного элемента будет иметь следующий вид:

$$V_{12} = \cos(k\omega \cdot t)\int \Phi_1 V_k(\vec{r}) \Phi_2 d\vec{r},$$

причем в интеграле можно поменять интегрирование местами и применить всё, изложенное выше. То есть

$$V_{12} = A_{12}\frac{4}{T}\left\{\begin{array}{l} B_1\int_0^{\frac{T}{2}}\frac{R_x}{R}\frac{dV}{dR}\cos(k\omega\cdot t)\,dt + \\ +B_2\int_0^{\frac{T}{2}}\frac{R_y}{R}\frac{dV}{dR}\cos(k\omega\cdot t)\,dt \end{array}\right\}\cos(k\omega\cdot t)\,.(13a)$$

Для удобства обозначив интегралы

$$J_{kx} = \int_0^{\frac{T}{2}}\frac{R_x}{R}\frac{dV}{dR}\cos(k\omega\cdot t)\,dt,\ J_{ky} = \int_0^{\frac{T}{2}}\frac{R_y}{R}\frac{dV}{dR}\cos(k\omega\cdot t)\,dt$$

получим итоговое выражение для матричных элементов

$$V_{12} = A_{12}\frac{4}{T}\left\{B_1 J_{kx} + B_2 J_{ky}\right\}\cos(k\omega\cdot t)\,. \qquad (13б)$$

4. РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ В ПЕРВОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

Решая задачу, с помощью представления потенциала первым методом (ч.2), представим потенциал в виде суммы гармонических функций. При этом учтем, что теория возмущений предполагает суперпозицию малых эффектов и, следовательно, мы можем оставить для решения только слагаемое с частотой, равной либо незначительно отличающейся от частоты перехода, остальные слагаемые рассматривать как добавочные к нему. Фактически это означает, что система уравнений (3а) будет теперь иметь следующий простой вид:

$$\left\{\begin{array}{l} i\frac{da_m}{dt} = V_{mn}a_n e^{i\varepsilon t} \\ i\frac{da_n}{dt} = V_{mn}a_m e^{-i\varepsilon t} \end{array}\right., \qquad (14)$$

где

$$V_{mn} = A_{12}\frac{4}{T}\left\{B_1 J_{kx} + B_2 J_{ky}\right\}$$

из (13б), а ε- есть малая разность между частотами перехода и внешней силы.

Решение такого уравнения при начальных условиях:

$$\left\{\begin{array}{l} a_n(t=0) = 0 \\ a_m(t=0) = 1 \end{array}\right.$$

будет иметь следующий вид

$$a_n^2 = \frac{|V_{mn}|}{2\sqrt{|V_{mn}|^2 + \frac{\varepsilon^2}{4}}}\left(1-\cos\left(2\sqrt{|V_{mn}|^2 + \frac{\varepsilon^2}{4}}\,t\right)\right). \qquad (15)$$

Теперь будем исходить из второго предложенного в 2-м разделе метода. Предположим, что система (3а) имеет решение в виде:

$$a_m = a_m^{(0)} + a_m^{(1)};\ a_n = a_n^{(0)} + a_n^{(1)};$$

причем нулевые приближения удовлетворяют системе (14) с некоторым неизвестным параметром V_C. Система уравнений (3а) перепишется в виде (для простоты ε=0):

$$\left\{\begin{array}{l} i\frac{da_m^{(1)}}{dt} = \bar{V}_{mn}a_n^{(1)}e^{i\omega_{mn}t} + a_n^{(0)}\left(\bar{V}_{mn}e^{i\omega_{mn}t} - V_C\right) \\ i\frac{da_n^{(1)}}{dt} = \bar{V}_{mn}^* a_m^{(1)}e^{-i\omega_{mn}t} + a_m^{(0)}\left(\bar{V}_{mn}^* e^{-i\omega_{mn}t} - V_C^*\right) \end{array}\right..$$

Далее сделаем второе предположение: величины первого приближения есть величины меньшего порядка малости относительно величин первого приближения. Это предположение упрощает систему уравнений (16) и дает значения коэффициентов:

$$\left\{\begin{array}{l} a_m^{(1)} = -i\int a_n^{(0)}\left(\bar{V}_{mn}e^{i\omega_{mn}t} - V_C\right)dt \\ a_n^{(1)} = -i\int a_m^{(0)}\left(\bar{V}_{mn}^* e^{-i\omega_{mn}t} - V_C^*\right)dt \end{array}\right..$$

Исходя из второго предположения, можно дать приблизительную оценку величины V_C. Она будет определяться как решение нестрогого уравнения:

$$\int a_n^{(0)}\bar{V}_{mn}e^{i\omega_{mn}t}dt - V_C\int a_n^{(0)}dt \approx 0\,.$$

Если учесть, что $a^{(0)}$-есть величины, медленно меняющиеся со временем по сравнению с потенциалом и экспонентой, можно увидеть, что величина V_C является коэффициентом разложения потенциала по гармоническим функциям. То есть мы снова приходим к ранее полученному результату.

5. ЧИСЛЕННОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

На основе проделанных здесь вычислений дадим некоторые приблизительные числовые оценки. Для этого воспользуемся следующим типом волновых функций:

$$\varphi = \sqrt{2\kappa}\,\frac{e^{-\kappa\cdot r}}{r}Y_{lm}(\theta,\phi)$$
$$\kappa = \sqrt{2m|E|}$$

.

Для них величина А будет равна:

$$A_{12} = \frac{2\sqrt{\kappa_1\kappa_2}}{(\kappa_1+\kappa_2)^2}.$$

Также будем считать, что взаимодействие имеет кулоновский характер:

$$V = \frac{\alpha\quad z_1 z_2}{r}$$

В первом приближении учтем взаимодействие каналируемой частица только с ближайшим атомом кристаллической решетки. Значения интегралов J в обезразмеренном виде

$$J_{kx} = \frac{4}{T}\int_0^{\frac{T}{2}}\frac{R_x}{R}\frac{dV}{dR}\cos(k\omega\cdot t)\,dt = \frac{2\alpha z_1 z_2}{\rho^2}\int_0^1\frac{x\cos(k\pi\cdot x)dx}{\left(1+x^2\right)^{3/2}}$$

следующие:

k	$J_{kx} = J_{ky} = J_k$
1	0.203
2	-0.051
3	0.038
4	-0.028
5	0.022

Оценку дадим в виде величины, стоящей в формуле (15) под знаком косинуса для t=T-периоду прохождения частицей одного узла решетки. Общая формула:

$$D = \frac{8\pi k\sqrt{\kappa_1\kappa_2}\,\alpha z_1 z_2\sqrt{1+\left(\frac{\Delta E\cdot d}{2\pi\cdot k}\right)^2}}{\left(\kappa_1+\kappa_2\right)^2\rho^2\Delta E}(\vec{B}_1^{\,0}+\vec{B}_2^{\,0}).$$

Получим результат для значений: ρ≈d≈1 А, $\alpha z_1 z_2=1, E_1\approx 1$ Мэв, $B_1=B_2=\sqrt{2/3}$.

Из рис.2 видно, что с наибольшей эффективностью резонанс можно наблюдать при равных частотах, величина D примерно одинакова при кратных-k=2-5.

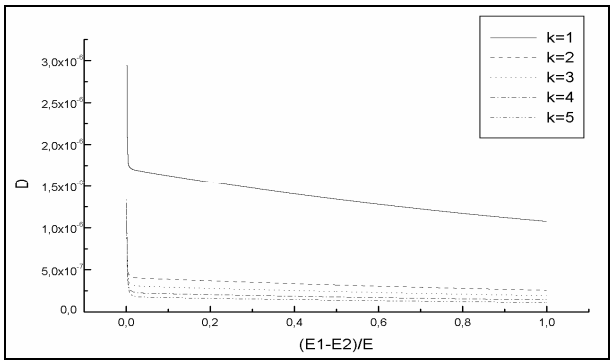


Рис.2. Зависимость D от разности энергий.

Также очевидно, что эта величина в основном слабо зависит от разности частот, это является следствием двух конкурирующих процессов- уменьшения D с ростом ΔE – системе становиться тяжелее перекачивать энергию, но с другой стороны вступает в силу релятивистский эффект сокращения длины- увеличения частоты внешней силы.

Заключение

На основе проделанной работы можно сделать следующие выводы.

Несмотря на приближенный характер вычислений сделанные в работе упрощения имеют физическое обоснование, и поэтому результаты могут рассматриваться как ориентировочные для решения реальных задач. Причем реальные результаты могут измениться незначительно.

Существует предел возможных значений возбужденных состояний энергии. При оценке наибольшего возможного значения энергии возбужденного состояния наиболее эффективным будет использование первой гармоники. Однако, существуют возможности использования более высоких гармоник с неизбежным уменьшением величины энергии возбужденного состояния, хотя и при выигрыше в значении энергии налетающего пучка. Отметим, что при уменьшении энергии пучка уменьшается длина каналирования.

Сильная зависимость от размеров кристаллической ячейки требует использования кристалла меньших размеров.

Таким образом, явление каналирования вполне может быть использовано для возбуждения квантовых систем в указанных пределах.

Литература

1. Кумахов М.А. “ Излучение каналированных частиц в кристаллах”, Москва, Энергоатомиздат,1986г.
2. Меркурьев С.П., Фадеев Л.Д. “Квантовая теория рассеяния для систем нескольких частиц”, Москва, Наука,1985г.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика: Учебное пособие для вузов. В 10 т. Т. 3. Квантовая механика (нерелятивистская теория), Москва, Наука,1989г.
4. Quantum transport theory for atomic states through solids, Physical review, aug 1999,volume 60, number 2.

БӨЛШЕКТЕРДІ КРИСТАЛДА КАНАЛИРЛЕУ КЕЗІНДЕ, ОЛАРДЫҢ РЕЗАНАНСТЫ КҮИІН АЛУ (АНЫҚТАУ)

П.М. Красовицкий, Н.Ж. Тәкибаев

Ядролық физика институты

Кристалда каналирлеу кезінде үдетілген дара бөлшектер пучогінің қозу мүмкіншілігі оқылады.
Қозған күиге резонансты көшудің шарттарымен және критериелері алынды.

RECEIVING OF RESONANT STATES OF COMPLEX PARTICLES AT CHANNELING IN CRYSTAL

P.M. Krasovitsky, N.Zh.Takibayev

Institute of Nuclear Physics, National Nuclear Center, Almaty, Republic of Kazakhstan

Probability of excitation for beam of accelerated complex particles (loosely coupled nuclear or molecular systems) at channeling in crystal is investigated.
Characteristics and criteria of resonant transitions in excited states are obtained.

УДК 539.143/.144

ТЕОРИЯ α-КЛАСТЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ ЛЕГКИХ АТОМНЫХ ЯДЕР

Бактыбаев К., Кабулов А.Б., Раманкулов К.Е.

Институт ядерной физики

Разработана бозонная теория дипольной кластеризации в атомных ядрах. Наряду с энергетическими матричными элементами вычислены элекрические и магнитные переходы между состояниями в кластерных ядрах. Проведено сравнение вычисленных физических величин с экспериментальными данными для α-кластерных состояний ядер 2S, 1d и 1f оболочек.

ВВЕДЕНИЕ

Атомные ядра проявляют различные формы коллективного движения. Хорошо известный пример – это коллективная мода, возникающая из движения валентных нуклонов. На языке бозонной теории такая коллективная мода описывается посредством s-, p-, d-, бозонов. Эти бозоны можно считать образами спаренных нуклонов в состояниях $J^{\pi} = 0^{+}$, 1^{-}, 2^{+}. Если состояния с $J^{\pi} = 0^{+}$ и $J^{\pi} = 2^{+}$ образуются вследствие спаривания идентичных частиц, то состояния с $J^{\pi} = 1^{-}$ могут возникнуть спариванием нейтрона и протона. В обобщенной модели взаимодействующих бозонов [1] дипольные бозоны были включены как образы нейтрон-протонных пар. В работах [2,3] были развиты теория включения этой дипольной компоненты в общую модель, исследована роль, которую играет эта степень свободы в формировании ядерного коллективного движения в актиноидной области, исследованы на основе обобщенной модели взаимодействующих бозонов основные структурные характеристики атомных ядер и проведены сравнения результатов вычислений с имеющимися экспериментальными данными.

Другой важной формой коллективного движения является кластерная мода. В этом случае группа нуклонов образует кластер и движется относительно оставшейся части ядра. Такой тип коллективного движения осуществляется в области как легких ядер ($A \leq 40$), так и тяжелых. Наличие кластерной формы движения приводит к интересным, нетривиальным свойствам некоторых физических величин.

1. Теория дипольной кластеризации

Рассмотрим систему двух различных типов бозонов: Np дипольных p-бозонов, которые могут занимать уровни с L=1 L=2 и N_d квадрупольных d-бозонов, которые в свою очередь занимают L=2 и L=0 состояния. Гамильтониан такой многобозонной системы имеет вид

$$H=H_p+H_d+V_{pd}, \qquad (1)$$

где H_p описывает дипольную кластерную моду

$$H_p = \varepsilon_s s_p^{+} s_p + \varepsilon_p \sum_m P_m^{+} P_m + \sum_{L=0,2} \frac{1}{2}(2L+1)^{\frac{1}{2}} Cp_L \left[(p^{+}p^{+})^{(L)} (pp)^{(L)} \right]^{(0)} + \%_{op} \left[(p^{+}p^{+})^{(0)} (s_p s_p)^{(0)} + (s_p^{+} s_p^{+})^{(0)} (pp)^{(0)} \right]^{(0)} +$$
$$+ \%_{1p} \left[(p^{+} s_p^{+})^{(1)} (p s_p)^{(1)} \right]^{(0)} + U_{op} \left[(s_p^{+} s_p^{+})^{(0)} (s_p s_p)^{(0)} \right]^{(0)} \qquad (2)$$

H_d – является U(6) – симметричным, характеризующим коллективную квадрупольную моду гамильтонианом

$$H_p = \varepsilon_s s^{+} s + \varepsilon_d \sum_m d_m^{+} d_m + \sum_{L=0,2,4} \frac{1}{2}(2L+1)^{\frac{1}{2}} Cp_L \left[(d^{+}d^{+})^{(L)} (dd)^{(L)} \right]^{(0)} + \%_2 \left[(d^{+}d^{+})^{(2)} (ds)^{(2)} + (s^{+}d^{+})^{(2)} (dd)^{(2)} \right]^{(0)} +$$
$$+ U_2 \left[(d^{+}s^{+})^{(2)} (ds)^{(2)} \right]^{(0)} + \frac{1}{2} U_0 \left[(s^{+}s^{+})^{(0)} (ss)^{(0)} \right]^{(0)} \qquad (3)$$

V_{pd} представляет собой диполь-квадрупольное взаимодействие

$$V_{pd} = \sum_L X_L \left[(d^{+}p^{+})^{(L)} (dp)^{(L)} \right]^{(0)} + W_2 \left[(d^{+}s + s^{+}d)^{(2)} (p^{+}p)^2 \right]^{(0)}; \qquad (4)$$

$p^{+}(p)$, $s_p^{+}(s_p)$ обозначают операторы рождения (уничтожения) дипольных бозонов в состояниях L=1и L=0, d^{+}(d), s^{+}(s) в свою очередь являются операторами рождения (уничтожения) для бозонов в состояниях L=2 и L=0. В силу необходимости разделения обычного квадрупольного коллективного движения от кластерного в гамильтониан (1) введены два сорта s-бозонов: один для дипольных бозонов $s_p^{+}(s_p)$, второй для квадрупольных $s^{+}(s)$. Гамильтониан (1) учитывает квадрупольную деформацию одного из фрагментов, кластерное движение, а также взаимодействие обычного коллективного (квадрупольного) движения с кластерным. Гамильтониан (1) диагонализуется в базисе

$$\left| s_p^{N_{sp}} p^{N_p} \left[N \right] X; s^{N_s} d^{N_d} \left[N' \right] X_d L_d; IM \right\rangle$$

и аналогичен оболочечно-модельному гамильтониану с двумя типами частиц, каждый из которых может занимать два уровня. Операторы d- и s-, а также p- и s_p – бозонов заполняют пространство, которое обеспечивает базис для представления групп *U(6)⊗U(4)*. Диагонализация общего гамильтониана (1) в указанном выше базисе должна производиться численно. Однако в зависимости от физической ситуации, вернее от свойств конкретных атомных ядер, можно сделать редукции, т.е. упрощения.

Пусть один из фрагментов, ядро остаток, является сферическим или слабо деформированным, а второй кластер - α-частица. Для такого случая можно применить вибрационный предел группы *U(6)⊗U(4)*. В вибрационном определяющими будут следующие члены бозон-бозонного взаимодействия: C_L, C_{pL}, X_L и мы от общего гамильтониана (1) перейдем к редукцированному

$$H = \varepsilon_p^1 \sum_m P_m P_m + \sum_L \frac{1}{2}(2L+1)^{\frac{1}{2}} C_{pL} \left[(p^+ p^+)^{(L)} (pp)^{(L)} \right]^{(0)} +$$
$$+ \varepsilon_d \sum_m d_m^+ d_m + \sum_L \frac{1}{2}(2L+1)^{\frac{1}{2}} C_L \left[(d^+ d^+)^{(L)} (dd)^{(L)} \right]^{(0)} + \sum_L X_L (d^+ p^+)^{(l)} (dp)^{(L)} \quad (5)$$

Гамильтониан (7) симметричен группе *U(5)⊗U(3)* и он составлен из генераторов этой группы. Таким образом произвели на языке математики следующую редукцию

$$U(6) \otimes U(4) \supset U(5) \otimes U(3) \quad (6)$$

Решение редукционной цепочки (6), а по существу диагонализация гамильтониана (5) также должна производиться численными методами в базисе $\left| p^{N_p} X_p L_d; IM \right\rangle$. Однако, если мы ставим своей задачей не решение общей проблемы в целом, а исследование природы α-кластерных состояний, то можно развить альтернативные численному методу модельные теории, основанные на физических свойствах конкретных атомных ядрах. Наш модельный подход будут основываться на следующей стратегии. На первом этапе, в первом варианте нашей модели, мы исключим интерференцию кластерной формы движения с коллективной квадрупольной формой, т.е. X_L полагаем равным нулю. В дальнейшем, на втором этапе, во втором варианте модели, введем взаимодействие между дипольными степенями свободы и квадрупольными. Во втором варианте теории параметры X_L будут отличными от нуля.

Редукционная цепочка *U(6)⊗U(5)* модели взаимодействующих бозонов была решена в работе [3]. Представления *U(5)*, содержащиеся в [N], являются все симметричными *[N_d=0]*, *[N_d=1]*, *[N_d=2]* вплоть до *[N_d=N]*. Для однозначной классификации состояний необходимо пять квантовых чисел. Эта редукционная цепочка продолжается по ее подгруппам

$$U(6) \supset U(5)\ D(5) \supset O(3) \quad (7)$$

Гамильтониан, составленный из одних d-бозонов, является U(5) симметричным. Общий U(5)-симметричный гамильтониан может зависеть от N_d, а также от операторов казимира цепочки (7): C_5 и $C = \hat{I}^2$. Следовательно, энергия, есть функция N_d, *v(v+3)* и *I(I+1)* и не зависит от n_Δ и M.

$$H = \varepsilon_d \sum_m d_m^+ d_m + \sum_L \frac{1}{2}(2L+1)^{\frac{1}{2}} C_L \left[(d^+ d^+)^{(L)} (dd)^{(L)} \right]^{(0)} \quad (8)$$

Как видно из равенства (8), три параметра C_0, C_2, C_4 полностью описывают бозон-бозонное взаимодействие. Можно перегруппировать операторы d и d^+ в (8) в три другие независимые комбинации N_d^2, $p_5^+ p_5$, и $\hat{L}$. Тогда собственные значения гамильтониана вибрационного предела определяются

$$E(N_d, \nu, n_\Delta, I, M) = \varepsilon_d \cdot N_d + \alpha \frac{1}{2} N_d (N_d - 1) + \beta (N_d - \nu)(N_d + \nu + 3) + \gamma \left[I(I+1) - 6N_d \right], \quad (9)$$

где

$$\alpha = \frac{1}{14}(6C_4 + 8C_2),$$
$$\beta = \frac{3}{70} C_4 - \frac{1}{7} C_2 + \frac{1}{10} C_0 \quad (10)$$
$$\gamma = \frac{1}{14}(C_4 - C_2)$$

являются новыми параметрами, которые возникли в результате перегруппировки гамильтониана. Дадим решение цепочки *U(4)⊃U(3)*, т.е. определим собственные значения гамильтониана отдельной системы p-бозонов.

$$H_p = \varepsilon_p^{'}\sum_m p_m^{+}p_m + \sum_{L=0,2}\frac{1}{2}(2L+1)^{\frac{1}{2}}\times \\ \times C_{pL}\left[(p^{+}p^{+})^{(L)}(pp)^{(L)}\right]^{(0)} \qquad (11)$$

Как видно из (11), взаимодействие системы из N_p p-бозонов можно посредством двух коэффициентов C_0 и C_2.

Поэтому взаимодействие между i-μ и j-μ бозонами будем описывать посредством двух операторов, которые выбираем в виде единичного оператора 1_{ij} и оператора $L_{ij} = 2l_i l_j$, где l_i и l_j - угловые моменты i –го и j-го бозонов. Другими словами, собственные значения гамильтониана (11) будем искать в виде

$$E(N, N_p, I, M) = \varepsilon_p^{'}N_p + \alpha'\langle 1\rangle + \beta\langle L\rangle, \qquad (12)$$

где α’ и β являются вновь введенными параметрами, p 1 f p *L* f - средние значения операторов $\sum_{i\mathrm{p}j} 1ij$ и $\sum_{i\mathrm{p}j} Lij$. Легко видеть, что

$$\langle 1\rangle = \frac{1}{2}N_p(N_p - 1). \qquad (13)$$

Учитывая, что оператор полного углового момента I и оператор L_{ij} связаны соотношением

$$\hat{I} = \sum_i l_i^2 + L = \sum_i l_i^2 + \sum_{i\mathrm{p}j} L_{ij}, \qquad (14)$$

получим

$$\langle L\rangle = I(I+1) - \sum_i l_i^2 = I(I+1) - N_p \qquad (15)$$

Сравнивая соотношения (13), (14) и (15), собственные значения гамильтониана H_p запишем

$$E(N, N_p, I, M) = \varepsilon_p^{'} + \alpha^{'}N_p(N_p - 1) + \\ +\beta\left[I(I+1) - 2N_p\right], \qquad (16)$$

или

$$E(N, N_p, I, M) = \varepsilon_p N_p + \alpha N_p^2 + \beta I(I+1), \qquad (17)$$

где

$$\varepsilon_p = \varepsilon_p^{'} - \frac{1}{2}\alpha^{'} - 2\beta, \alpha = \frac{1}{2}\alpha^{'}.$$

Формула (17) описывает вибрационный спектр, генерируемый системой, образованный только из N_p –бозонов Полный угловой момент I принимает значения

$$I = N_p, N_p - 2, ...1 \text{или} 0 \qquad (18)$$

В зависимости от N_p нечетное или четное

$$I = N, N-1, ...1, 0, \qquad (19)$$

$$M = 0, \pm 1, \pm 2, ..., \pm I \qquad (20)$$

По этим квантовым числам можно производить классификацию кластерных дипольных состояний. Варьируемыми параметрами являются ε_p, α, β.

Исследуем зависимости $\Delta E = E(N_p + 1) - E(N_p)$ как функции N_p для состояния основной α-кластерной полосы и для полосы с одной парой бозонов, спины которых соединены в нулевой угловой момент. Для выстроенной основной полосы с $I=N_p$ величина ΔE легко определяется

$$\Delta E(N_p) = \alpha + 2\beta + \varepsilon_p + 2(\alpha + \beta)N_p. \qquad (21)$$

Как видно из уравнения (26) зависимость ΔE от N_p для уровней основной полосы линейная и график такой функции будет представлять собой прямую. Для однозначного определения параметров теории при сравнении с экспериментом к формулам (27) и (28) добавим третье уравнение, полученное как разность энергий $\Delta E(N_p)$ для полосы с парой бозонов, соединенных в нулевой угловой момент.

$$\Delta E(N_p) = \varepsilon_p + \alpha - 2\beta + 2(\alpha + \beta)N_p. \qquad (22)$$

И для этой полосы зависимость ΔE от N_p линейная.

Естественно, реальная ситуация значительно разнообразнее. В нашей модели, как отмечалось выше, учитывается наличие коллективной формы движения остова и его взаимодействие с дипольной кластерной формой. Эти эффекты присутствуют и они учитываются при диагонализации гамильтониана (1) и (5). Диагонализация гамильтониана (5) в базисе $\left|p^{N_p}X_pL_d; IM\right\rangle$ должна проводиться численным методом. Если деформация ядра основ слабая, что имеет место для многих атомных ядер, то число квадрупольных *d*-бозонов можно ограничить. В этом случае представляется возможность проведения аналитических расчетов [5]. Диагональные матричные элементы уравнения (5) с базисными состояниями $\left|p^{N_p}X_pL_d; d; IM\right\rangle$ записываются.

$$\left\langle p^{N_p}X_pL_d; d; IM\middle|H\middle|p^{N_p}L_p; d; IM\right\rangle = E(p^{N_p}L_p) + \varepsilon_d + \\ +N_p(2L_p+1)\sum_j\left[p^{N_p-1}(j)pL_pIp^{N_p}L_p\right]^2\sum_{j'}(2j'+1)X_{j'}\begin{Bmatrix} J & 1 & L_p \\ 2 & I & J' \end{Bmatrix} \qquad (23)$$

Не диагональные матричные элементы имеют вид:

$$\left| p^{N_p} L_p; d; IM \left| H \right| p^{N_p} L_p^{'}; d; IM \right\rangle = N_p (2L_p + 1)^{1/2} (2L_p^{'} + 1)^{1/2} \sum_j \left[p^{N_p - 1} (j) p L_p \geq \left| p^{N_p} \; L_p \right] \times$$

$$\times \left[p^{N_p - 1} (j) L_p^{'} \left| p^{N_p} \; L_p^{'} \right] \right] \times \sum_{j^{'}} (2j^{'} + 1) X_{j^{''}} \begin{Bmatrix} J & 1 & L_p \\ 2 & I & J^{'} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} J & 1 & L_p^{'} \\ 2 & I & J^{'} \end{Bmatrix} , \qquad (24)$$

где $\left[p^{N_p - 1} (j) p L_p \left| p^{N_p} \; L_p \right] \right]$ являются р-бозонными генеалогическими коэффициентами, $\begin{Bmatrix} a & b & c \\ \alpha & \beta & \gamma \end{Bmatrix}$ - обозначают 6_j- символ Вигнера, $E(p^{N_p} L_p)$ представляет собой энергию p^{N_p} конфигурации, метод вычисления которой описан выше.

Рассмотрим случай связи выбранного *d*-бозона с выстроенными N_p р-бозонами. В этом случае уравнение для диагональных матричных элементов примет вид

$$\left| p^{N_p} L_p = N_p; d; IM \left| H \right| p^{N_p} L_p^{'} = N_p; d; I \right\rangle = E(p^{N_p} L_p = N_p) + \varepsilon_d + N_p (2L_p + 1) \sum_{j^{'}} (2j^{'} + 1) X_{j^{'}} \begin{Bmatrix} L_p - 1 & 1 & L_p \\ 2 & I & J^{'} \end{Bmatrix}^2 . \qquad (25)$$

Когда же полный спин соответствует полностью выстроенным состояниям $I=L_p+2$, можно получить соотношение

$$E(p^{N_p} L_p = N_p; d; I = N_p + 2) = E(p^{N_p} L_p = N_p) + \varepsilon_d + N_p X_3 \qquad (26)$$

2. Электрические и магнитные переходы в дипольных кластерных состояниях

Электрические и магнитные переходы могут быть вычислены посредством бозонных операторов рождения и уничтожения и последующего преобразования их матричных элементов.

Наиболее важными переходами являются *E0–, E1–, E1–, E2–* переходы. Для *U(4)* группы используя s_p и р-бозоны, можно сконструировать следующие операторы указанной мультипольности [6-8].

$$\begin{aligned} T_k(E1) &= g_1 (p^+ s_p + s_p^+ p)_k^{(1)} \\ T_k(E2) &= g_2 (p^+ + p)_k^{(2)} \end{aligned} , \qquad (27)$$

В редукции *U(4)⊃U(3)⊃O(3)⊃O(2)* предполагается сужение бозонного пространства вычеркиванием s_p бозонов. В таком случае формулы (27) примут вид

$$\begin{aligned} T_k(E1) &= g_1 (p^+ + p)_k^{(1)} \\ T_k(E2) &= g_2 (p^+ \cdot p)_k^{(2)} \end{aligned} , \qquad (28)$$

Приведенные матричные элементы операторов $T_k(E1)$, $T_k(E2)$ в базисе редукции *U(4)⊃U(3)⊃O(3)⊃O(2)* могут быть легко вычислены. Так, приведенные матричные элементы E1-переходов записываются

$$\begin{aligned} &\left\langle p \, p^{N_p - 1}, I_p = N_p - 1 \left\| p \right\| p^{N_p}, I_p^{'} = N_p \right\rangle = (-)^{I^{'} - I} \left\langle p^{N_p} \left\| p^+ \right\| N_p, I = N_p - 1 \right\rangle = \\ &= (-)^{I^{'} - I} I_p (2N_p + 1)^{1/2} \left[p^{N_p - 1} (XI) p I^{'} \left| p^{N_p} \; X^{'} I^{'} \right] \right] \end{aligned} ,$$

где $\left[p^{N_p - 1} (XI) p I^{'} \left| p^{N_p} \; X^{'} I^{'} \right] \right]$ являются р-бозонными генеалогическими коэффициентами, равные единице. В таком случае приведенные матричные элементы E1- переходов определяются соотношением

$$\left\langle p^{N_p - 1}, I_p = N_p - 1 \left\| p \right\| p^{N_p}, I^{'} = N_p \right\rangle = (-) N_p^{1/2} (2N_p + 1)^{1/2} \qquad (29)$$

Приведенные матричные элементы E2- переходов определяются выражением

$$\begin{aligned} &\left\langle p^{N_p}, I_p = N_p - 2 \left\| (p^+ p)^{(2)} \right\| p^{N_p}, I_p^{'} = N_p \right\rangle = 5^{N_2} (-)^{I + I^{'} + 2} \times \\ &\times \sum_j \left\langle p^{N_p}, I = N_p \left\| p^+ \right\| p^{N_p - 1}, j \right\rangle \cdot \left\langle p^{N_p}, j \left\| p \right\| p^{N_p}, I^{'} \right\rangle \cdot \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ I^{'} & I & j \end{Bmatrix} \end{aligned} \qquad (30)$$

где $\cdot \begin{Bmatrix} 1 & 1 & 2 \\ I^{'} & I & j \end{Bmatrix}$ - 6_j коэффициенты. При записи уравнения (30) мы использовали алгебру тензорных операторов и известную теорему Вигнера-Эккарта.

Используя формулы (29) и (30) можно получить необходимые соотношения для приведенных вероятностей E1 и E2-переходов в приближении *U(4)⊃U(3)⊃O(3)⊃O(2)*.

Перейдем к обсуждению расчета вероятностей электрических и магнитных переходов модели

$$U(6)\otimes U(4)\supset U(5)\supset\otimes(3)$$

В этом случае в формировании операторов переходов наряду с s_p^- и р-бозонами будут участвовать *s* и *d*-бозоны.

$$T_k(E1) = g_1^0(s_p p^+ + s_p^+ p)_k^{(1)} + g_1^0\left[(sd^+)^{(2)}(s_p p)^{(1)} + (s_p p^+)^{(1)}(s+d)^{(2)}\right]_k^{(1)} + g_1^0\left[(p^+ p)^{(2)}(s^+ d + d^+ s)^{(2)}\right]^{(1)},$$
$$T_k(E2) = g_2^0(d^+ s + s^+ d)_k^{(2)} + g_2^0(p^+ p)_k^{(2)} \qquad (31)$$

Рассмотрим в качестве примера основную полосу, образованную N_p^- выстроенными р-бозонами, а также полосу, которая соответствует полностью выстроенным N_p – бозонам и одного *d*-бозона. Другими словами мы будем работать в базисе $\left| p^{N_p} L_d; IM \right\rangle$. Естественно, ожидать, что третий член в операторе Т(Е1) по сравнению с первым и вторым членами является значительно малым. Это связано с тем, что согласно третьего члена Е1-переход осуществляется связью рожденного (уничтоженного) *d*-бозона с комбинацией операторов $(p^+p)^{(2)}$, которая в свою очередь предполагает перестройку р-бозонов. Такие эффекты, в общем то, являются маловероятными. Итак, в вибрационном пределе без обрезания операторы (31) выражаются

$$T_k(E1) = g_1^0(p_k^+ + (-)^{1-k} p_{-k}) + g_1^{'}\left[d^+ p + p^+ d\right]_k^{(1)},$$
$$T_k(E2) = g_2^0(d_k^+ + (-)^k d_{-k}) \qquad (32)$$

Е1-переходы могут осуществляться между состояниями внутри каждой полосы, а также между состояниями соседних полос. Е2- переходы осуществляются только между состояниями соседних полос. Используя для операторов $E\lambda$ -переходов (32) алгебру тензорных операторов можно легко получить соотношение для приведенных вероятностей Е1, Е2-переходов и их отношений

$$B(E1; I_i = N_p \Rightarrow I_j = N_p + 1) = g_1^{12}\frac{3}{5}N_p \qquad \textit{межполосные}$$
$$B(E1; I_i = N_p \Rightarrow I_j = N_p - 1) = g_1^2 N_p \qquad \textit{внутриполосные}$$
$$B(E1; I_i = N_p \Rightarrow I_j = N_p - 2) = g_1^2\frac{1}{5} \qquad \textit{межполосные} \qquad (33).$$
$$\frac{B(E1; I_i = N_p \to I_j = N_p + 1)}{B(E2; I_i = N_p \to I_j = N_p - 2)} = \left(\frac{g_1^1}{g_2}\right)^2 3N_p \qquad \textit{межполосные}$$

Как видно из соотношений (33) имеется линейный рост приведенных вероятностей Е1 и Е2-переходов. Вероятности переходов очень чувствительны к выбору волной функции. Поэтому измерение на эксперименте этих величин и последующее сравнение с предсказаниями теории позволит производить точную идентификацию природы возбужденных состояний атомных ядер. В кластерной модели наиболее важными являются Е1-переходы, так именно при этих переходах дипольное движение проявляется наиболее сильно. В эксперименте у кластерных ядер величины В(Е1) должны быть существенно большими по сравнению с некластерными ядрами.

3. Сравнение с экспериментальными данными и исследование природы α-кластерных состояний ядер 2S1d и 1f оболочек

Кластеризация нуклонов у ядер различных областей проявляют свои специфические для каждой области свойства. Это, естественно, является отражением внутренней структуры каждого конкретного ядра. В свою очередь исследование природы и свойств кластерных состояний атомных ядер позволяет получать информацию о структуре самого ядра и ядерных силах. Кластеризация нуклонов в атомных ядрах имеет место, как правило, в тех случаях, когда число протонов и (или) нейтронов в каждом фрагменте, а их может быть два, три и более, совпадает с магическими числами. Это ядра с явно выраженной кластеризацией. Это правило имеет много исключений.

Экспериментаторы наблюдают кластеризацию нуклонов и в таких случаях, когда одним их фрагментов является α-частица, подпадающее под это правило, а в другом фрагменте происходит заполнение протоном и (или) нейтроном очередной подоболочки.

Согласно этому правилу на предмет возможности кластеризации нуклонов проанализируем ряд атомных ядер в области оболочек 1p, 1d, 2s, 1f. В качестве одного из фрагментов возьмем α-частицу, а другого – атомные ядра с числом протонов и (или) нейтронов подпадающие в указанную выше область. ^{8}Be можно рассмотреть как две α-частицы, ^{12}C – как три α-частицы, ^{16}O-как ^{12}C плюс α-частица или даже четыре α-частицы ^{20}Ne- как ^{16}O плюс α-частица.

Таких примеров в области 1p можно привести множество. Перейдем в область 1d, 2s, 1f оболочек.

Кластерные ядра будем формировать на основе оболочки $1p_{1/2}$,т.е. одним из фрагментов является ${}^{16}_{8}O_8$ и к нему добавим α-частицу. Мы получаем известное кластерное ядро ^{20}Ne. Пусть оболочка $1d_{5/2}$ полностью заполнена и по протонам и по нейтронам. В этом случае в качестве одного из фрагментов будет фигурировать ${}^{28}_{14}Si_{14}$, при прибавлении к которому α-частицы формируется ^{32}S, известное также своими кластерными свойствами. Если же происходит заполнение оболочки $2S_{1/2}$, то нейтронные и протонные числа равны 16, и двухфрагментарным ядром, у которого в данном фрагменте $N=Z=16$, а вторым фрагментом является α-частица, будет ${}^{36}_{18}Ar$. Наконец заполнение оболочки $1d_{3/2}$ происходит при магическом числе 20. В качестве первого фрагмента возьмем ^{40}Ca, а второй фрагмент – традиционную α-частицу.

Мы формируем в оболочке $1f_{7/2}$ атомное ядро ^{44}Ti. Таким образом в серии оболочек $1d_{5/2}$, $2S_{1/2}$ и $1d_{3/2}$ к возможными кластерными ядрами относятся ^{32}S, ^{36}Ar, ^{44}Ti. К этой группе ядер экспериментаторы относят и ^{28}Si, которое как видно, не подпадает под сформулированное выше правило. Хотя и его, в принципе, можно рассматривать как составленное из ^{24}Mg и α-частицы ядро. В последние годы перечисленные выше ^{28}Si, ^{32}S, ^{36}Ar, ^{44}Ti как кластерные ядра являются предметом интенсивного исследования.

Проведем анализ экспериментальных данных для α - кластерных ядер 1d, 2S и 1f оболочек на основе модели дипольной кластеризации нуклонов в атомных ядрах. Данные эксперимента были взяты из работ [9-15]. Для определения параметров теории E_0, E_P, λ,β при заданном значении N в начале были вычислены величины A, tg φ, используя разности энергий для основной полосы. Ротационный характер в спектрах возбуждений для ядер ^{28}Si, ^{32}S, ^{44}Ti выражен не сильно, поэтому параметр λ приравнивался нулю, что позволило обойтись без разностей энергий других полос. В таблице I для каждого ядра приведены оптимальные значения параметров A и tg φ, а также E_0, E_P, λ,β. В настоящее время методика экспериментов реакций с тяжелыми ионами только налаживается и развивается. Более или менее подробные экспериментальные данные получены для ядра ^{44}Ti, да и то спектр энергий измерен надежно только для основной полосы, а данных по вероятностям переходов (E1-переходов) между αкластерными состояниями для ядер 1d, 2S и 1f оболочек вообще не существует. Из таблицы 1 видно, что параметры ядра ^{28}Si несколько не вписывается в общую картину. Это связано, по видимому, с тем, что протоны и нейтроны ядра ^{24}Mg, прибавлением к которому можно получить кластерное ядро ^{28}Si, не замыкают оболочку $1d_{5/2}$. Ядро ^{28}Si, как указывалось выше, не вписывается в общее правило. Этот факт на наш взгляд отразился на значениях параметров модели для ядра ^{28}Si. Как видно из таблицы 1, поведение параметров при переходе от ядра ^{32}S к ядру ^{44}Ti носит монотонный характер эффект кластеризации у ядер ^{32}S, ^{44}Ti выражен сильнее, чем у ^{28}Si.

Табл. 1. Параметры теории дипольной кластеризации нуклонов в атомном ядре. Вариант модели U(4)⊃ U(3)⊃O(3)⊃O(2)

Ядро	A	tgφ	$E_{0\ Мэв}$	$E_{р\ Мэв}$	$λ_{Мэв}$	$β_{Мэв}$
^{28}Si	0,45	0,26	13	0,19	0	0,13
^{32}S	0,5	0,44	5	0,06	0	0,22
^{44}Ti	0,4	0,3	11	0,10	0	0,15

На таблице 2 сравниваются экспериментальные и теоретические энергетические спектры для ядер ^{28}Si ,^{32}S, ^{44}Ti. Как видно, соответствие между экспериментом и теорией удовлетворительное, что позволило нам предсказать положения не обнаруженных еще на эксперименте уровней λ – кластерной природы ядер ^{28}Si ,^{32}S, ^{44}Ti. Таким образом, (вибрационный предел) U(4)⊃ U(3)⊃O(3)⊃O(2) вариант модели дипольной кластеризации атомных ядер правильно описывает основные экспериментальные свойства атомных ядер ^{28}Si ,^{32}S, ^{44}Ti, 1d, 2S,1f оболочек. Это позволяет сделать вывод, что λ – кластерные состояния ядер^{28}Si ,^{32}S, ^{44}Ti, 1d, 2S,1f оболочек имеют дипольную природу, а движение λ – кластера относительно основного фрагмента носит вибрационный характер.

Табл. 2. Энергетические полосы возбуждения α-кластерных уровней ядер ^{28}Si, ^{32}S, ^{44}Ti, E в Мэв-ах

$J^π$	^{28}Si		^{32}S		^{44}Ti	
	Еэкс	$E_{теор}$	Еэкс	$E_{теор}$	Еэкс	$E_{теор}$
0^+	13	13	-	5	11,0	11,0
1^-	13,6	13,5	-	5,5	11,8	11,4
2^+	14,2	14,2	-	6,5	12,3	12,1
3^-	15,3	15,1	-	7,8	12,9	13,0
4^+	-	16,4	-	9,7	13,4	14,4
5^-	-	17,9	12,5	12,0	14,5÷14,9	16,0
6^+	19	19,6	15,7	14,4	15,9÷16,3	17,9
7-	20,6	21,6	17,2	17,8	-	20,1
8^+	23,6	23,9	22,4	21,6	21,8	22,6
9^-	24,9	26,4	24,9	25,5	25,0	25,4
10^+	27,6	29,2	-	30,0	26,3	28,5
11^-					31,2	31,9
12^+					35,4	35,6
13^-					41,7	39,6
14^+					44,5	44,0
15^-					47	48,5

Литература

1. Бактыбаев К., Кабулов А.Б., Ядерная физика, 1985, т.41 с.1470-1473.
2. Бактыбаев К., Кабулов А.Б., Изв. АН СССР, секр.физ.1984, т.48, №10 стр.2026-2032
3. Baktybaev K., Kabulov A.B., J.Phys.G: Nucl.Phys. 1985,vo 11, №4, p.163-167.
4. Бор О.,Маттельсон Б., Структура атомного ядра, М.:Мир,1977.
5. Бактыбаев К., Кабулов А.Б., Кабулова Г.С., Раманкулов К.Е., Изв. РАН, сер.физ., 1985,т.60 №5, с.118-122.
6. Бактыбаев К., Кабулов А.Б. и др.Доклады Междунар.совещ.по структуре атомного ядра, С-Петербург, 1996, стр.281.
7. Baktybaev. K., Abstracts of Second Uzbekistan conference "Modern problems of Nucl. Phys.", Samarkand, 1997, p.42.
8. Бактыбаев К. и др. Международная конференция "Ядерная радиационная физика",Алматы, 1999, стр.51.
9. Артемьев К.П. и др. Ядерная Физика т.51,вып.5 (1990) стр.1220-1226.
10. Артемьев К.П. и др. Ядерная Физика т.54,вып.5(11) (1991) с.1185-1190.
11. Horinchi H. Ikeda K. Progr.Thear.Phys.40(1968) p.277.
12. Suzuki Y.et.al. Nucl.Phys. A444(1985),p.365-372
13. Артемьев К.П. и др. Ядерная Физика,1975, т.21 с.1169.
14. Cheh I. et.al. Nucl. Phys. A385(1982) p.43.
15. Артемьев К.П. и др. Ядерная Физика,1978,т.28 с.288.

ЖЕҢІЛ АТОМ ЯДРОЛАРЫНЫҢ α-КЛАСТЕРЛІК КҮЙЛЕРІНІҢ ТЕОРИЯСЫ

Қ. Бақтыбаев, А.Б. Кабулов, К.Е. Раманқулов

Ядролық физика институты

Атомдық ядролардың дипольдық кластеризациясының бозондық теориясы жасалды. Энергетикалық матрицалық элементтермен қатар кластерлік ядролар күйлерерінің арасындағы электірлік және магниттік өтулер де есептелінді. 2s, 1d және 1f-қабықшалар ядроларының α-кластерлік күйлерінің есептелген физикалық мағаналары эксперименталдық мағлұматтармен салыстырылды.

THE THEORY OF α-CLUSTER STATES OF LIGHT ATOMIC NUCLEI

K. Baktybaev, A.B. Kabulov, K.E. Ramankulov

Institute of Nuclear Physics, National Nuclear Center, Almaty, Republic of Kazakhstan

The bozon theory of dipole clustering in atomic nuclei was developed. The comparison of calculated values with experimental data have been made for α-cluster states of 2s, 1d, 1f-shell nuclei.

УДК 539.21:539.12.04; 538.951-405

SHEAR PUNCH – НОВЫЙ ПРИБОР И МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ВЫСОКОРАДИОАКТИВНЫХ МАТЕРИАЛОВ

Гусев М.Н., Максимкин О.П., Матесов Д.С., Чакров П.В.

Институт ядерной физики

Изготовлен прибор и внедрена методика исследования, позволяющие определять механические свойства высокорадиоактивных материалов, облученных до высоких повреждающих доз. Исследовано влияние толщины образца d на результаты механических испытаний по схеме Shear Punch. Найдено минимальное значение d=300мкм, превышение которого позволяет исключить влияние масштабного фактора и сопоставлять результаты испытаний образов различной толщины.

В последние годы отмечается все увеличивающийся интерес к созданию новых методик изучения физико-механических свойств материалов, облученных до высоких повреждающих доз. Это обусловлено тем, что большинство штатных методик предполагает использование образцов сложной формы и, как правило, больших размеров. В случае работы с радиоактивными материалами это обстоятельство вызывает серьезные затруднения, поскольку, во-первых, исследователи обычно не располагают стандартными образцами и вынуждены применять в качестве объектов изучения фрагменты деталей и узлов произвольной формы и габаритов. Во-вторых, при работе с радиоактивными материалами возникают осложнения, связанные с ограничением времени проведения эксперимента, созданием громоздкой защиты от радиации и т.п.

Ситуация с отсутствием стандартных образцов особенно актуальна при исследовании изменения свойств конструкционных материалов промышленных ядерных реакторов на быстрых нейтронах, устройство которых не предполагает облучения материаловедческих сборок и образцов-свидетелей.

В этой связи в Pacific Northwest National Laboratory (США) был предложен метод испытаний облученных микрообъектов «на сдвиг», получивший название «Shear Punch» [1]. В отличие от других методик, он позволяет применять для механических испытаний микропробы, идентичные по форме и размерам образцам, используемым для просвечивающей электронной микроскопии и при этом определять значения как прочностных, так и пластических характеристик.

Основное практическое значение метода Shear-Punch заключается в возможности получения инженерной характеристики σ_{02} (предела текучести «на растяжение») облученного материала по результатам определения τ (предела текучести «на сдвиг») для микрообразца. Характер корреляции между величинами τ и σ_{02} для некоторых аустенитных хромоникелевых сплавов рассмотрен в ряде работ, (см,например, [1,2]). Показано, что между τ и σ_{02} наблюдается, в общем случае, линейная зависимость с углом наклона, близким к 2 (см.рис.1).

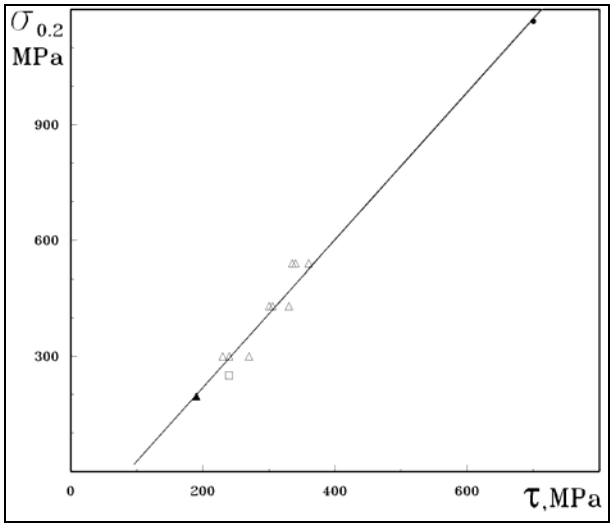


Рис.1. Корреляционная зависимость между напряжением течения при одноосном растяжении $\sigma_{0.2}$ и сдвиге τ, полученная авторами настоящей работы. □–исходная сталь 12Х18Н10Т; ▲ – исходная сталь Х18Н9; ● – прокатанная сталь 12Х18Н10Т; Δ – сталь 12Х18Н10Т после аустенизации и наклепа.

В то же время, обсуждая особенности этого корреляционного соотношения исследователи, как правило, не затрагивают такой важный вопрос, как влияние толщины образца на характер получаемых результатов. Между тем, роль масштабного фактора может быть значительной [3] и особенно при изучении облученных материалов, когда приготовление одинаковых по толщине образцов является сложной задачей.

В данной работе, на примере аустенитной метастабильной стали 12Х18Н10Т, исследовано влияние масштабного фактора (толщины образца) на значения механических характеристик, получаемых в экспериментах по методу Shear Punch.

Описание прибора и методика эксперимента

На рис. 2 приведен внешний вид установки для проведения механических испытаний по схеме Shear Punch, собранной на базе универсальной испытательной машины FP-100/1.

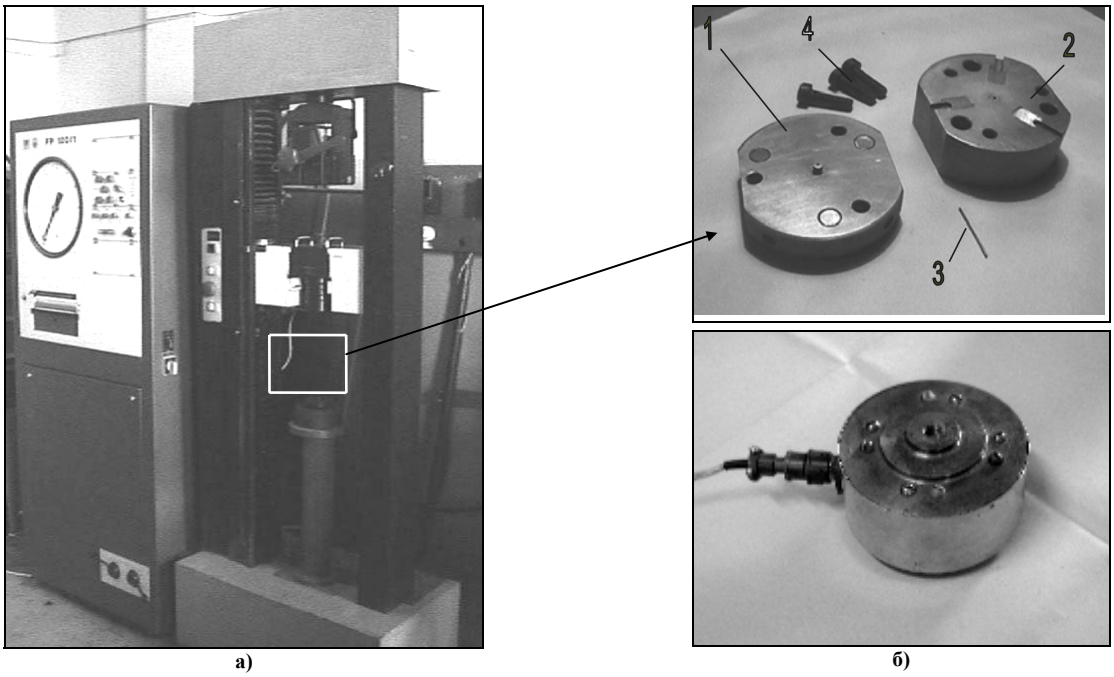


Рис.2. Установка для проведения испытаний по схеме Shear-Punch. а) универсальная испытательная машина FP-100/1, б) сборка и высокочувствительный датчик нагрузки; 1,2- верхняя и нижняя опорные плиты матрицы; 3- пуансон, 4-фиксаторы.

В связи с недостаточной чувствительностью штатной силоизмерительной системы машины FP-100/1, для регистрации крупномасштабной диаграммы «усилие сжатия – перемещение пуансона» разработан и изготовлен малоинерционный силоизмеритель оригинальной конструкции, совмещающий высокую чувствительность и необходимую жесткость (рис 2 б). Чувствительные силовые элементы силоизмерителя размещены между опорными плитами таким образом, что допускают деформацию только вдоль рабочей оси, обеспечивая при этом достаточно высокую жесткость. В качестве датчиков усилия использованы тонкопленочные тензорезисторы в количестве 32 штук, наклеенные по специальной технологии на кольцевые элементы и собранные по мостовой схеме.

В ходе испытаний по схеме Shear-Punch пластина облученного материала (3) (см.рис.3), вырезка которой из произвольной части конструкции не представляет сложности, фиксируется между плоскопараллельными стальными плитками матрицы (2) и продавливается пуансоном (1) с определенной скоростью до образования откольной части (см. рис.4). Одновременно регистрируется кривая «усилие F – перемещение пуансона Δl».

При Shear-Punch-испытании геометрия деформируемой зоны определяется диаметрами пуансона (1) и матрицы (2), величина которых может быть равной, например 1 и 1.04 мм соответственно [1]. Следует отметить, что, варьируя геометрию и диаметры подвижного пуансона и матрицы, можно получать деформируемую зону различного объема и формы. Некоторые авторы используют подвижный пуансон с полусферическим наконечником [2], аргументируя это сравнительной легкостью моделирования процессов деформации.

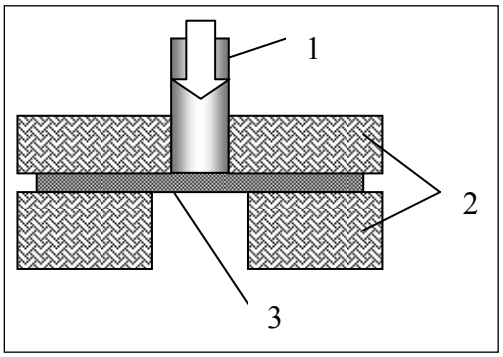


Рис 3. Принципиальная схема прибора Shear Punch

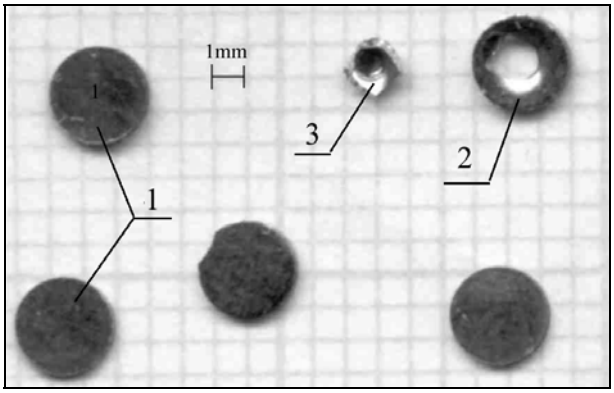


Рис.4. Образцы для электронной микроскопии до (1) и после (2,3) механических испытаний по схеме Shear punch.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В настоящей работе исследовали «на сдвиг» образцы стали 12Х18Н10Т в виде пластин размерами 6×10 мм и различной толщины. Было подготовлено 8 партий образцов с толщиной, заключенной в диапазоне 160 - 430мкм. Образцы подвергались аустенизирующему отжигу при температуре 1373К, 30мин в вакууме и последующей электрополировке. Скорость перемещения пуансона была выбрана равной 0.4 мм/мин. Это с одной стороны позволило минимизировать время испытания, что важно при работе с радиоактивными материалами, а с другой – получить достаточно качественную запись кривой «усилие сжатия - перемещение пуансона»

В ходе эксперимента измеряемыми величинами были: сила F, прикладываемая к пуансону, и его перемещение Δl. Величина механического напряжения сдвига τ вычислялась, согласно [1], как: $\tau = \dfrac{F}{2\pi R_{П} d}$, где $2R_{п}$ – диаметр подвижного пуансона, равный 1 мм (см рис. 1.).

На рис. 5 показаны типичные экспериментальные кривые, регистрируемые при механических испытаниях по методу Shear Punch. Видно, что они во многом подобны кривым для случая одноосного растяжения: можно выделить участок упругой деформации, область деформационного упрочнения, предел прочности и область, аналогичную этапу локализации деформации.

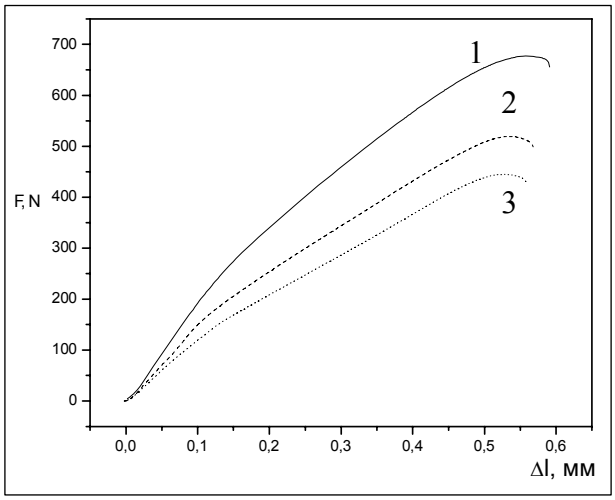


Рис 5. Кривые «Усилие F – перемещение пуансона Δl » для образцов различной толщины d 1–420 мкм, 2–340мкм, 3–290мкм.

Обращает на себя внимание также, что кривые пластического течения при Shear-Punch-эксперименте имеют такие же особые точки – предел текучести τ и предел прочности τ_B – как и при одноосном растяжении. За предел прочности принимали максимальное значение напряжения, фиксируемое в эксперименте, а за предел текучести значение напряжения, соответствующее окончанию линейного участка на Shear-Punch-диаграмме.

По результатам испытаний 8-и партий разнотолщинных образцов были построены зависимости величин пределов текучести τ и прочности $\tau_в$ «на сдвиг» от соответствующих толщин образцов (см. рис. 6 и 7). Из приведенных графиков видно, что как предел текучести τ, так и предел прочности τ_B возрастают с увеличением толщины образца . При этом в рассматриваемом диапазоне толщин, этот рост для величины τ составляет 105%, а для τ_B – только 15%.

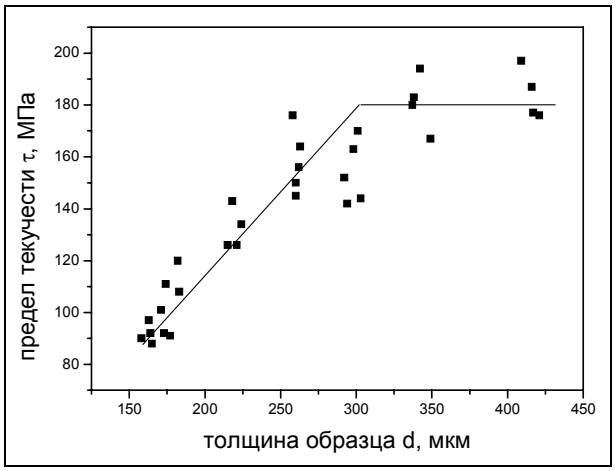


Рис. 6. Зависимость предела текучести от толщины образца.

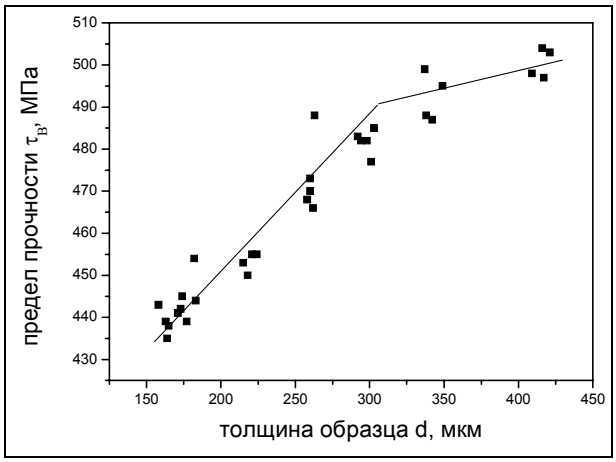


Рис. 7 Зависимость предела прочности «на сдвиг» от толщины образца

Из представленных данных следует также, что с ростом толщины образца наблюдается стремление величин τ_B и τ к некоторым предельным значениям. Например, τ практически не изменяется при толщине образца более 300мкм.

Отметим, что согласно литературным данным при одноосном растяжении уменьшение размеров образца приводит в большинстве случаев к росту значений пределов текучести и прочности. В то же время для Shear Punch испытаний получена обратная картина. Это может быть объяснено, по всей

видимости, краевыми эффектами в участках образца, прилегающих к пуансону и матрице. В зоне контакта образца и угловой части пуансона создаются области дополнительных напряжений, влияние которых тем сильнее, чем тоньше образец. По мере развития пластической деформации и упрочнения материала влияние краевых эффектов снижается, что и объясняет более слабую зависимость предела прочности τ_B от толщины по сравнению с пределом текучести τ.

Выводы

Внедрена новая методика – Shear-Punch – для определения характеристик прочности и пластичности высокорадиоактивных металлических материалов с использованием микрообразцов.

Показано, что при Shear-Punch-экспериментах влиянием масштабного фактора можно пренебречь в случае испытаний образцов толщиной более 300 мкм.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке гранта МНТЦ К-172.

Литература

1. Garner F.A., Hankin G.L. and others An investigation into the origin and nature of the slope and x-axis intercept of the Shear Punch-Tensile Yield strength correlation using finite element analysis // Effects of radiation materials: 19th International Symposium, ASTM STP 1366, 2000, p 1018.
2. Song, S., Faulkner, R.G., and Flewitt P.E.J., "Grain boundary phosphorus segregation under irradiation and thermal aging and its effect on the ductile-to-brittle transition", Effects of radiation materials: 20th International Symposium, ASTM STP 1366, 2001, p 189.
3. Чечулин, Б.Б. Масштабный фактор и статистическая природа прочности. М., ОНТИ, 1963, 116 с.

SHEAR PUNCH-ЖАҢА ПРИБОР ЖӘНЕ ЖОҒАРЫРАДИОАКТИВТІ МАТЕРИАЛДАРДЫҢ МЕХАНИКАЛЫҚ ҚАСИЕТІН АНЫҚТАУ ӘДІСІ

М.Н. Гусев, О.П. Максимкин, Д.С. Матесов, П.В. Чакров

Ядролық физика институты

Жоғары зақымдаушы дозамен сәулелендірілген жоғарырадиоактивті материалдардың механикалық қасиетін құрал жасалды және зерттеу әдісі енгізілді. Материалдың, қалыңдығының **d** Shear Punch схемасы бойынша жасалған механикалық сынақтардың нәтижелеріне әсері зерттелген. Минималды мәні табылды және осы мәннің жоғарлауы көлемді фактордың әсерін жояды және қалыңдығы әртүрлі материалдар сынағының нәтижелерін салыстырылады.

SHEAR PUNCH – NEW INSTALLATION AND RESEARCH TECHNIQUE FOR INVESTIGATION OF MECHANICAL PROPERTIES OF HIGH-RADIOACTIVE MATERIALS

M.N. Gusev, O.P. Maksimkin, D.S. Matesov, P.V. Chakrov

Institute of Nuclear Physics, National Nuclear Center, Almaty, Republic of Kazakhstan

The installation and the corresponding research technique allowing to define mechanical properties of high-radioactive materials irradiated by high damage dose were developed. Influence of sample thickness **d** on the results of mechanical Shear Punch-tests was investigated. The minimum value (d=300 mkm) was found, an excess of which allows to exclude the influence of the scale factor and to compare the results of tests on samples of various thickness.

УДК 539.21:539.12.04

МЕССБАУЭРОВСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ

[1)]Жубаев А.К., [1)]Кадыржанов К.К., [2)]Русаков В.С., [1)]Верещак М.Ф.

[1)]Институт ядерной физики, Казахстан
[2)]Московский государственный университет, Россия

Методами мессбауэровской спектроскопии и ренгеноструктурного анализа исследованы образцы нержавеющей стали Х18Н10Т после пластической деформации. Показано, что при прокатке $\gamma\rightarrow\alpha$-превращение происходит после достижения некоторого критического значения степени деформации. Полученная зависимость распределения мартенсита по глубине образца свидетельствует о поверхностной генерации мартенсита. Установлен температурный интервал обратного $\alpha\rightarrow\gamma$-превращения.

Введение

Значительное упрочнение нержавеющих сталей аустенитного класса может быть достигнуто при пластической деформации, сопровождающейся образованием мартенсита. В стали Х18Н10Т при охлаждении, а также и деформации мартенситное превращение происходит по схеме $\gamma\rightarrow\varepsilon\rightarrow\alpha$. В работе [1] при деформации растяжением 0.5-35% при температурах ниже $M_д$ фиксировались интерференционные линии ε-фазы, в то время как после обжатия при прокатке на 12-45% рентгенографически ε-фаза уже не фиксировалась. Исследование [2] изменения фазового состава и механических свойств аустенитных хромоникелевых сталей после пластической деформации сжатием и растяжением показало, что обжатие на 40% при 20°С у стали Х18Н10Т вызывает образование α-мартенсита, ε-фаза не обнаружена. Исследование кинетики аустенитно-мартенситного превращения хромоникелевых сталей после пластической деформации проводилось с применением различных методов [3-9].

Эффект Мессбауэра является уникальным инструментом качественной и количественной идентификации различных фаз в сложных системах. Ядерная гамма резонансная спектроскопия на ядрах Fe^{57} как метод исследования пластически деформированной нержавеющей стали был рассмотрен в работах [10-12], где были изучены прокатанные фольги методом трансмиссионной методикой Эффекта Мессбауэра. Комплексное применение методов мессбауэровской трансмиссионной и эмиссионной спектроскопии для изучения объемных и поверхностных фазовых превращений в нержавеющей стали, дополненное другими методами дает возможность получения более полной информации о фазовых превращениях в Fe-Cr-Ni-сталях. В данной работе методами мессбауэровской спектроскопии и рентгеноструктурного анализа исследована нержавеющая сталь Х18Н10Т после пластической деформации прокаткой.

Эксперимент

Образцы для исследований готовили из листовой стали Х18Н10Т путем прокатки на вальцах. После получения фольг толщиной ~30 мкм, они подвергались гомогенизирующему отжигу при 850°С в течение 2 часов. Так как оптимальной толщиной образца изучаемой стали для исследований методикой мессбауэровской спектроскопии на поглощение является толщина d=30 мкм, то для получения различных степеней обжатия образцы обработаны по схеме прокатка-отжиг-прокатка. Максимальная степень деформации составила 77%. Меньшая степень обжатия достигалась проведением промежуточного гомогенизирующего отжига при 850°С в течение 2 часов. Далее следовала вторая прокатка до конечной толщины 30 мкм. Таким образом, было приготовлены образцы с различными степенями обжатия. Термическая обработка проводилась в вакуумной печи с остаточным давлением 5×10^{-5} мм рт.ст. Температура контролировалась вольфрам-рениевой термопарой с точностью ±5°С.

Мессбауэровские исследования проводились на спектрометре МС-2201 при комнатной температуре в режиме постоянных ускорений. Источником γ-квантов служил Co^{57} â Cr активностью ~5 мКюри. Спектры мерялись на поглощение и в геометрии обратного рассеяния. Первый метод дает информацию о сверхтонких электрических и магнитных полях в объёме образца, второй метод основан на регистрации резонансных электронов конверсии, который дает информацию о структурном и химическом состоянии приповерхностного слоя до глубины порядка 100 нм [13].

Полученные в результате проведенных мессбауэровских исследований спектры обрабатывались различными методами в рамках единого подхода с помощью программного комплекса MSTools [14]. В основу методов обработки и анализа спектров было положено представление о суперпозиции парциальных спектров. Достаточно сложный характер структурно-фазового состояния модифицированной области образца зачастую приводит к тому, что в мессбауэровском спектре не удается выделить дискретный набор парциальных спектров.

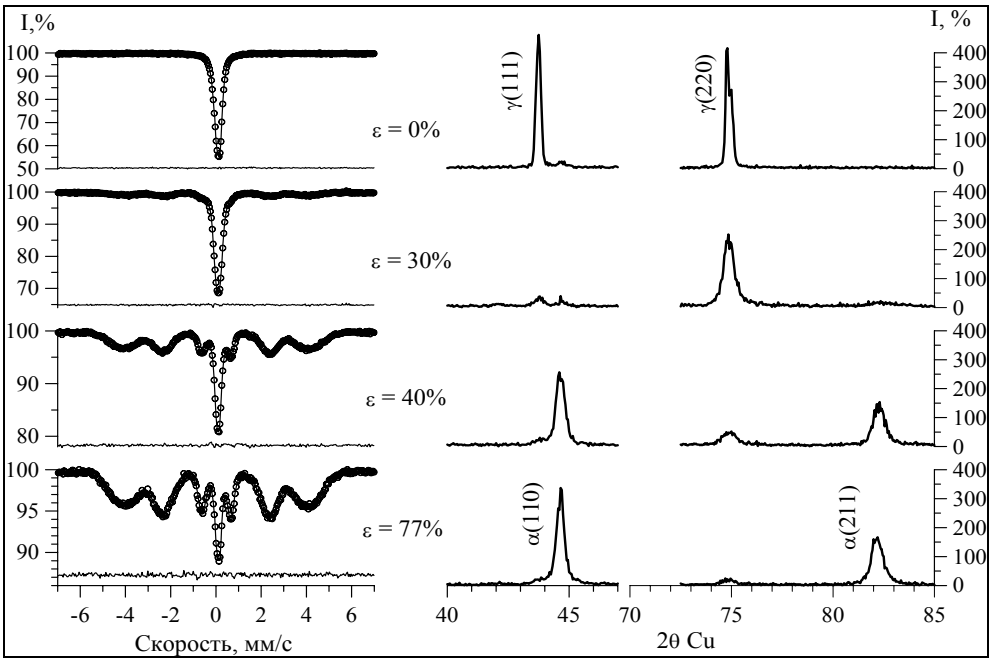


Рис.1. ЯГР трансмиссионные спектры и рентгеновские дифрактограммы нержавеющей стали Х18Н10Т после пластической деформации с различными степенями обжатия

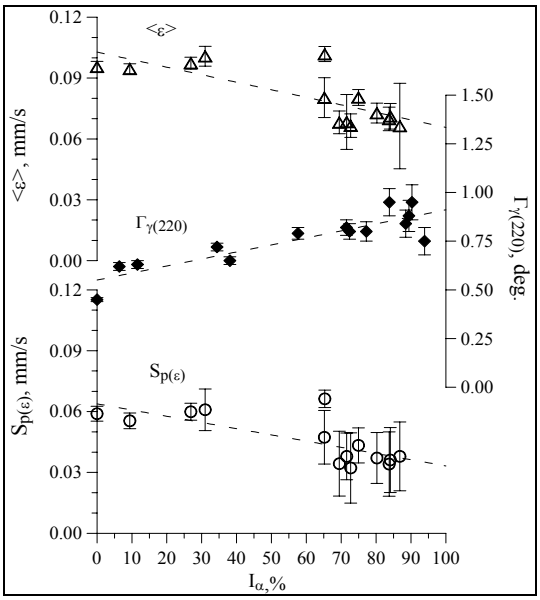


Рис.2. Изменение параметров аустенита при пластической деформации

Физически это соответствует наличию большого числа неэквивалентных позиций резонансных ядер. Причинами возникновения таких ситуаций могут быть: большое количество фаз в исследуемой системе, нестехиометрия состава этих фаз, наличие примесей, аморфное состояние ряда фаз и нарушения структурного и (или) магнитного порядка в фазах. В подобных случаях [15] использовано описание спектра, основанное на линейной суперпозиции парциальных спектров с квазинепрерывными распределениями параметров. Обработка таких спектров выполнена программой DISTRI-M, которая позволяет восстанавливать функцию распределения параметров мессбауэровского спектра - δ, ε, H_n и Г.

Рентгенофазовый анализ проб выполнен на дифрактометре ДРОН-2. Режим регистрации: 35 кВ, 20 мА, 2 град/мин, щели: 1-2-0,25, дополнительная антирассеивающая щель перед детектором - 2, щели Соллера 1,5 град, β-фильтр, излучение Cu - Kα. Для съемки дифрактограмм железосодержащих соединений использовался графитовый монохроматор, что снизило уровень фона от флуоресцентного излучения. Идентификация кристаллических фаз проводилась с использованием картотеки порошковых рентгенограмм ASTM.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Мессбауэровский спектр нержавеющей стали Х18Н10Т представляет собой парамагнитную линию аустенита (γ–фаза). Пластическая деформация прокаткой вызывает появление (рис.1) в спектре секстета мартенсита (α-фаза). Обработка спектров и восстановление функции распределения мессбауэровских параметров программой DISTRI-M показала уменьшение квадрупольного расщепления <ε> и ширины функции распределения $S_{p(\varepsilon)}$ при увеличении степени деформации (рис.2), т.е. окружение атомов Fe в аустените становится более однородным за счет перехода γ–фазы с более неоднородным окружением атомов Fe в мартенсит. При этом у образующейся α-фазы (мартенсита деформации) средние внутренние поля $<H_n>$ сверхтонкого расщепления практически совпадают. Следовательно, увеличение степени деформации мало влияет на окружение мессбауэровских атомов ферромагнитной фазы.

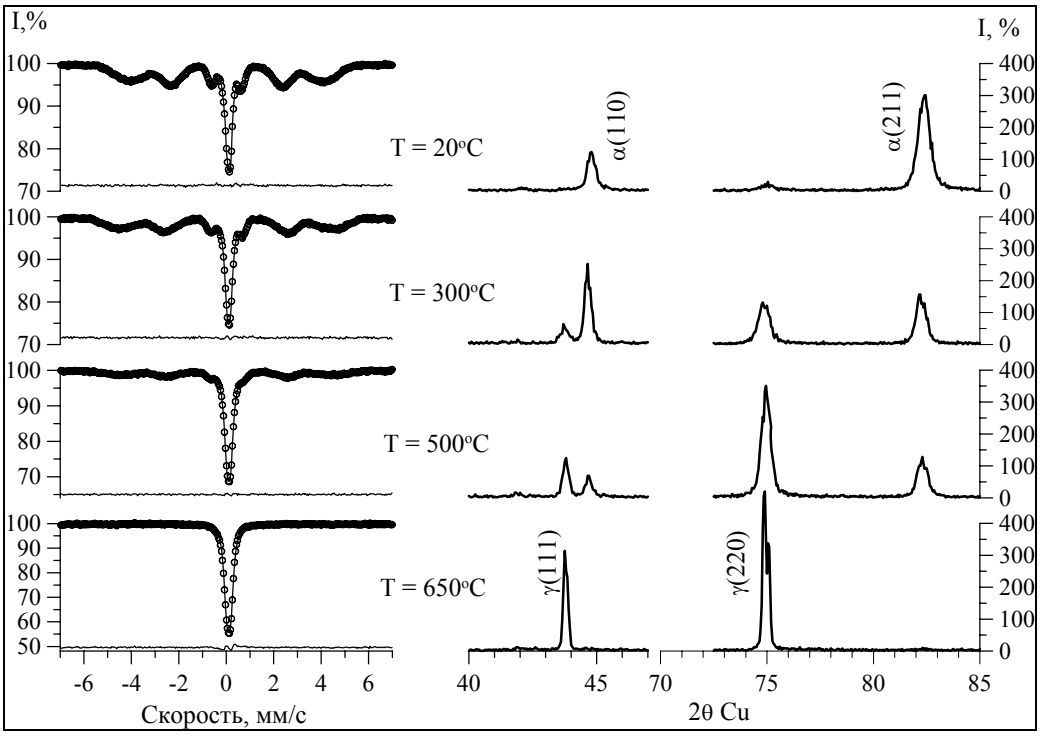


Рис.3. ЯГР трансмиссионные спектры рентгеновские дифрактограммы нержавеющей стали Х18Н10Т после пластической деформации с 60%-ной степенью обжатия и 1-часового отжига при различных температурах

Были проведены КЭМС и рентгеноструктурные исследования, которые показали, что наиболее сильное воздействие оказывается на приповерхностные слои. Нижележащие слои при этом деформируются в меньшей степени. Отдельные участки рентгеновских дифрактограмм были обработаны программами PREPSPEC и SPECTR [15] в предположении описания рентгеновских рефлексов формой линии Pseudo-Voigt. Были взяты пары рефлексов $\gamma_{111}/\alpha_{110}$ и $\gamma_{220}/\alpha_{211}$ и из соотношения их интенсивностей построены зависимости количества мартенсита от степени деформации. При этом предполагается, что первая пара рефлексов отражает соотношение фаз в приповерхностном слое, а вторая - в нижележащих слоях. На рис.4 знаки Δ и ∇ обозначают данные относительной интенсивности γ- и α-фазы, полученные из обработки рентгеновских дифрактограмм, а знаком ● и ❍ - данные из обработки мессбауэровских трансмиссионных и эмиссионных спектров. Порядок расположения кривых на диаграмме говорит о зарождении мартенсита на поверхности, распространяющегося вглубь с увеличением степени деформации.

Следующим этапом исследований явился изохронный отжиг образца с 60% степенью деформации в течение 1 часа в интервале температур 200-900°С, вследствие которого происходит обратное α→γ-превращение (рис.3). Обработка спектров показала, что рост доли аустенита после отжигов происходит немонотонно (рис.5). До 400°С наблюдается небольшой рост содержания γ-фазы, начиная с 500°С происходит скачок - резкое увеличение доли аустенита.

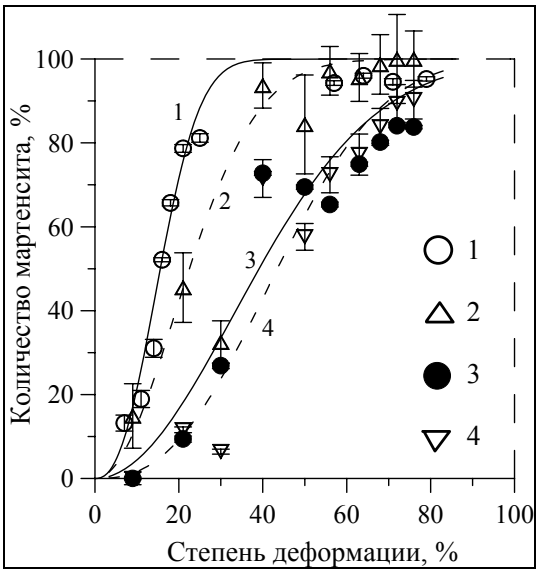


Рис.4. Распределение мартенсита по глубине при пластической деформации

Особенность динамики изменения распределения сверхтонкого поля α-фазы также обнаруживается при температуре отжига 400°С: до 400°С происходит рост $H_{эфф}$; увеличение температуры отжига ведет к уменьшению $H_{эфф}$. Отпуск в интервале 200-400°С приводит к образованию новых порций мартенсита в результате перераспределения остаточных напряжений. Подобный эффект обнаруживался при

применении других немессбауэровских методов исследования (9, 12). При 650°С обратный переход $\alpha \rightarrow \gamma$ завершается. По данным ЯГР спектроскопии и рентгеновской дифрактометрии были построены зависимости количества мартенсита (рис.6) от температуры отжига (обозначения те же , что и на рис.4). Здесь также наблюдается преимущественно поверхностный характер начала обратного $\alpha \rightarrow \gamma$-превращения.

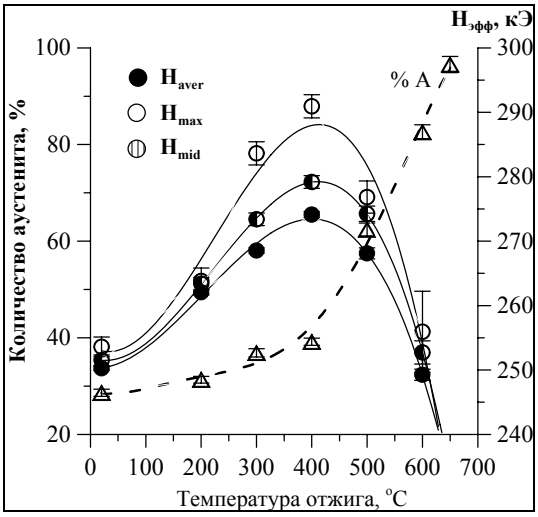


Рис.5. Изменение количества аустенита и среднего сверхтонкого поля атомов Fe в мартенсите при термическом отжиге

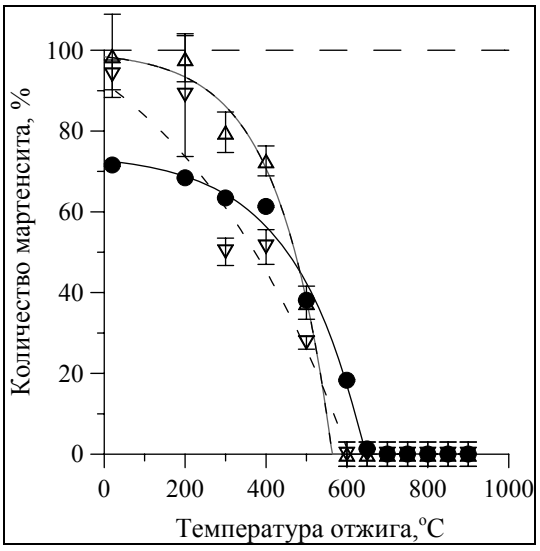


Рис.6. Распределение мартенсита по глубине при отжиге деформированной стали

Выводы

Исследования, выполненные в данной работе показали, что при прокатке с малыми степенями обжатия происходит накопление искажений в аустените, при достижении некоторого критического значения степени деформации осуществляется бездиффузионное $\gamma \rightarrow \alpha$-превращение. Проведенный фазовый послойный анализ по глубине свидетельствует о поверхностной генерации мартенсита. Установлен температурный интервал обратного $\alpha \rightarrow \gamma$-превращения.

Литература

1. Штейнберг М.М. и др. - Металловед. и терм. обработка металлов, 1972, №7, с.24-27.
2. Рожкова С.Б., Осинцева А.Л. - Металловед. и терм. обработка металлов, 1975, №2, с.63-66.
3. Белозерский Г.Н., Немилов Ю.А. - ФТТ, 1963, т.5, с.3350-3352.
4. Гойхенберг Ю.Н., Штейнберг М.М. ФММ, 1978, т.45, вып.6, с.1253-1262.
5. Гордеев Ю.П., Спиридонов В.Б. Металловед. и терм. обработка металлов, 1977, №3, с.24-28.
6. Смирнов М.А. и др. - ФММ, 1988, т.65, вып.3, с.577-587.
7. Спектор Я.И., Тихий Н.В., Яценко Р.В. Металловед. и терм. обработка металлов, 1979, №1, с.33-36.
8. Тихий Н.В., Спектор Я.И. и др. - ФММ, 1974, т.38, вып.6, с.1250-1255.
9. Толомасов В.А. ФММ, 1958, т.VI, вып.5, с 838-842.
10. Кортов В.С. и др. ФТТ, 1967, т.9, вып.9, с.2755-2756.
11. Лагунов В.А. и др. ФТТ, 1969, т.11, вып.1, с.238-240.
12. Лурье С.А., Потапов Н.Н., Демин Е.А. Металловед. и терм. обработка металлов, 1978, №6, с.8-12.
13. Белозерский Г.Н. Мессбауэровская спектроскопия как метод исследования поверхности. - М.: Энергоатомиздат, 1990. - 352 с.
14. Rusakov V.S., Chistyakova N.I., Lat. Amer. Conf. on the Appl. of the Mossbauer Effect, Buenos-Aires, Argentina,1992, N7-3.
15. Русаков В.С. Мессбауэровская спектроскопия локально неоднородных систем. - Алматы, 2000. - 431 с.

ТОТ БАСПАЙТЫН БОЛАТТЫҢ ПЛАСТИКАЛЫҚ ДЕФОРМАЦИЯСЫН ЗЕРТТЕУ

[1)]А.Қ. Жұбаев, [1)]Қ.Қ. Қадыржанов, [2)]В.С. Русаков, [1)]М.Ф. Верещак

[1)]Ядролық физика институты, Қазақстан
[2)]РФ Мәскеу мемлекеттік университеті

Тот баспайтын болаттың үлгілері, пластикалық деформациядан кейін, мессбауэр спектрскопия және рентген дифрактометрия талдау әдістерімен зерттелген. $\gamma \rightarrow \alpha$- түрленуы, деформация дәрежесі белгілі шамаға

жеткеннен кейін, өтетіні көрсетілген. Мартенситтың құрылуы үлгінің бетінен басталатыны дәлелденген. $\alpha \rightarrow \gamma$ кері түрленудің температуралық аралығы белгіленген.

MOSSBAUER STUDY OF PLASTIC DEFORMATION OF STAINLESS STEEL

[1)]A.K. Zhubaev, [1)]K.K. Kadyrzhanov, [2)]V.S.Rusakov, [1)]M.F. Vereschak

[1)]Institute of Nuclear Physics, National Nuclear Center, Almaty, Republic of Kazakhstan
[2)]Moscow State University, Russia

The samples of stainless steel after plastic deformation and consequent thermal treatment has been studied by Mossbauer spectroscopy and XRD measurements. It is shown that under rolling the degree of deformation reachs certain critical value and $\gamma \rightarrow \alpha$-transformation occurs. Obtained dependence of martensite distribution in depth indicates that martensite generates in subsurface layers. Temperature range of inverse $\alpha \rightarrow \gamma$-transition was determined.

УДК 539.12.14

СХЕМА РАСПАДА И СЕЧЕНИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ УРОВНЕЙ ^{58,60}Ni В РЕАКЦИИ (n,n′γ)

Косяк Ю.Г., Чекушина Л.В., Ерматов А.С.

Институт ядерной физики

Актуальность исследований сечений неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора на ядрах средних атомных масс обусловлена тем, что эти ядра, в частности нуклиды никеля, широко используются в качестве технологических компонентов в сплавах с целью повышения их радиационностойких и высокотемпературных свойств.

Имеющихся сведений в этой области исследования далеко не достаточно для анализа возможных радиационных нарушений в материалах конструкций и покрытий, используемых в реакторной промышленности, тем более, что данные, полученные с использованием нейтронов дискретных энергий двумя различными методами (методом времяпролетной техники и методом ядерной γ- спектроскопии) далеко не всегда согласуются между собой, а информации о сечениях (n,n′γ) реакции в условиях реакторного облучения быстрыми нейронами непрерывного энергетического спектра практически нет.

ВОЗМОЖНОСТИ РЕАКТОРНЫХ (N,N′γ)-ЭКСПЕРИМЕНТОВ

В реакторных (n,n′γ)-экспериментах сечение рассеяния быстрых нейтронов на исследуемых ядрах с возбуждением определенного уровня, как было показано ранее, можно рассчитать через заселяемость уровня [1].

$$P = \int_{En^{пор}}^{En^{max}} \sigma_{(n,n'\gamma)}\left(E_n J_i^{\pi}\right) f(E_n)\,dE_n \qquad (1)$$

где σ-сечение реакции в зависимости от энергии нейтронов (E_n) и спинов уровней $\left(J_i^{\pi}\right)$, а $f(E_n)\sim\exp(-\beta E_n)$ - поток быстрых нейтронов реактора. С помощью пороговых детекторов нами были проведены исследования потока нейтронов в месте расположения мишени, после реконструкции реактора с новой компоновкой его активной зоны [2] и определен коэффициент β=0.65.

Следует отметить уникальность метода неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора на атомных ядрах в плане фундаментальных физических исследований, которая заключается во-первых в том, что в реакции (n,n′γ) при непрерывном энергетическом потоке нейтронов деления возбуждаются все уровни исследуемого ядра, независимо от их природы, от 1го возбужденного уровня до ~ 4 МэВ, и во-вторых в том, что в этих исследованиях может быть получена богатейшая информация важная для различных научных областей, таких как:

- физика атомного ядра - структура возбужденных состояний, их квантовые параметры и времена жизни, вероятности электромагнитных переходов и сведения о природе внутриядерного движения;
- физика ядерных реакций - сечение и механизм (n,n′γ)-реакции;
- физика твердого тела - данные о процессе взаимодействия атомных систем в области скоростей ~ 0,2% скорости света путем измерения времен жизни уровней; оценка возможных радиационных повреждений в материалах в условиях облучения быстрыми нейтронами через сечение неупругого рассеяния нейтронов на исследуемых ядрах.

Все перечисленные извлекаемые из (n,n′γ)-эксперимента физические величины и закономерности связаны между собой.

Так, чтобы получить экспериментальное значение сечения процесса (n,n′γ), как следует из уравнения (1), необходимо определить значение заселяемости уровней (Рэксп), для чего необходимо измерить энергии и интенсивности γ-переходов, так как экспериментальная заселяемость равна разности сумм интенсивностей уходящих с уровня и приходящих на него γ-переходов

$$Pэксп = \sum I\gamma_{\downarrow} - \sum I\gamma^{\downarrow} \qquad (2)$$

Значения величин I_γ в данной работе были получены из исследования γ-спектров из реакции ^{58,60}Ni (n,n′γ), измеренных на экспериментальной установке 4ого горизонтального канала реактора ВВР-К ИЯФ НЯЦ РК. Естественно, что чем точнее известна схема распада ядра-мишени, тем достовернее значение $P_{эксп}$ и соответственно $\sigma_{(n,n'\gamma)}$.

Сравнение же экспериментальной заселяемости с теоретической величиной P_s $(E_{ур}, J_i^{\pi})$ рассчитанной по оптико-статистической модели составного ядра в рамках формализма Хаузера-Фешбаха-Молдауэра [3], дает информацию о квантовых параметрах возбужденных состояний - спинах (J_i^{π}) уровней.

Таким образом, ставя конечной целью решение задач прикладного характера: мы параллельно получаем ценную информацию относительно свойств возбужденных состояний атомного ядра.

ИССЛЕДОВАНИЕ СХЕМЫ РАСПАДА ЯДЕР ^{58,60}Ni

Как следует из уравнений (1) и (2) предыдущего параграфа, сечение неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора на атомных ядрах может быть определено через величину экспериментальной заселяемости уровней в реакции (n,n′γ) для чего необходимо знать схему распада возбужденных состояний: энергию и интенсивность γ-переходов. Иными словами необходимо построить схему распада уровней исследуемого ядра. В случае реакторного эксперимента, благодаря экспоненциальному спаду потока нейтронов по энергии, достаточно учесть γ-переходы с уровней до энергии возбуждения ≈ 4МэВ. Однако к настоящему времени даже в области средних атомных масс схемы распада возбужденных состояний ряда стабильных изотопов изучены недостаточно для анализа их заселяемости в реакциях. Частично это может быть объяснено наличием квантовых и энергетических запретов, ограничивающих процесс заселения уровней в различных ядерных реакциях.

Так например для ядра ^{60}Ni, которое исследовалось многими ядерно-спектроскопическими методами, в β-распаде [4] могут быть заселены лишь уровни с энергией < 2.8 МэВ и спинами J_i=4-6, так как спин основного состояния распадающегося ядра ^{60}Co $J_0=5^+$, а ^-Q= 2.8 МэВ; в реакции ^{59}Co(p,γ)^{60}Ni [5] заселяются уровни с J_i=2-4; а в реакции ^{56}Co(^{3}He, dγ)^{60}Ni [6] - высокоспиновые состояния и т.д. Наиболее информативной оказывается в этом случае реакция ^{60}Cu $\xrightarrow{\text{к-захват}}$ ^{60}Ni [7] при ^+Q=6.1 МэВ, но и в ней не заселяются высокоспиновые уровни и состояния с J_i=0, так как спин основного состояния ^{60}Cu $J^\pi_o=2^+$. В реакции неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора, как уже отмечалось, возбуждаются все уровни ядра-мишени вплоть до энергии ~4.5 МэВ, результаты наших исследований ^{60}Ni в (n,n′γ)-эксперименте приведены на рисунке и в таблице 1.

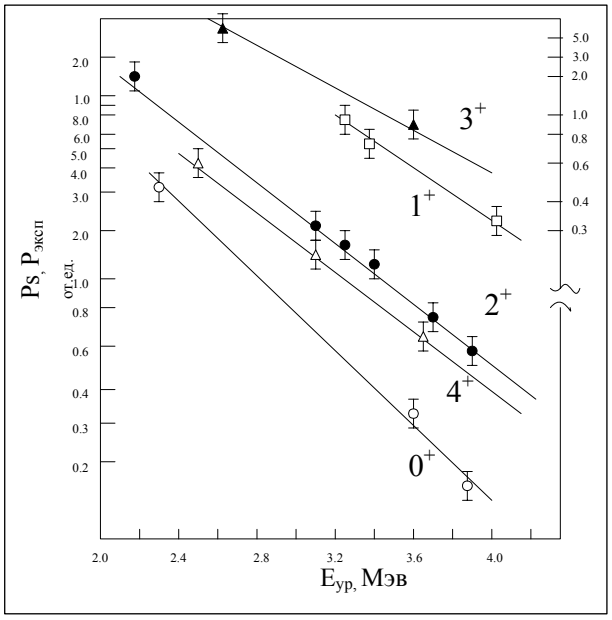


Рис. Заселяемость уровней ^{60}Ni в реакции (n,n′γ) в зависимости от спинов и энергии возбужденных состояний; кривые - расчеты по модели ОСМ-ХФМ (P_s); значки - экспериментальные значения ($P_{эксп}$)

Табл. 1. Заселяемость и спины уровней ^{60}Ni в реакции (n,n′γ)

№	$E_{ур}$, кэВ	J^π_i [9]	E_γ, КэВ	I_γ, от. ед.	$P_{эксп}$, от. ед.	P_s, от. ед.	J^π_i (n,n′γ)
1	1332.5	2^+	1332.5	100	52(5)	49(2^+)	2^+
2	2158.6	2^+	826.1	17.8(8)	13.5(8)	12.87(2^+)	2^+
			2158.8	3.3(2)			
3	2284.8	0^+	952.2	4.1(3)	3.2(3)	3.22(0^+)	0^+
4	2505.8	4^+	1173.3	7.1(4)	4.2(4)	3.94(4^+)	4^+
5	2625.9	3^+	467.2	4.6(3)	5.2(4)	4.99(3^+)	3^+
			1293.4	2.3(2)			
6	3119.7	4^+	493.(8)	0.19(4)	1.6(3)	1.54(4^+)	4^+
			1787	1.7(3)			
7	3124.3	1^+, 2^+	1791	2.6(3)	2.2(3)	2.29(2^+)	2^+
			3124.5	0.26(4)		1.68(1^+)	
8	3186.0		680.2	0.63(5)	2.2(2)	2.08(2^+)	2^+
			1027.4	0.86(9)		1.79(3^+)	
			1853.9	0.84(8)			
9	3194.0	1^+, 2^+	909	0.30(6)	1.5(1)	1.45(1^+)	1^+
			1035.5	0.40(4)		2.0(2^+)	
			1861.5	0.60(6)			
			3194	0.25(3)			
10	3269.0	2^+	642.8	0.32(4)	1.8(1)	1.76	2^+
			985.0	0.05(1)			
			1110	0.4(1)			
			1936.5	0.70(5)			
			3269.0	0.35(3)			
11	3317.8	0^+	1985.3	1.1(1)	1.1(1)	1.18(1^+)	1^+
12	*3383.3*		*1224.9*	*0.22(5)*	*0.22*	*0.49(0^+)*	*нет уровня*
13	3393.3	2^+	1234.9	0.15(3)	1.5(1)	1.42(2^+)	2^+
			2060.8	1.3(1)			
			3393	0.70(2)			

№	$E_{ур}$, кэВ	J_i^π [9]	E_γ, КэВ	I_γ, от. ед.	$P_{эксп}$, от. ед.	P_s, от. ед.	J_i^π (n,n′γ)
14	3587.6	0^+	1428.6	0.22(3)	0.32(3)	0.30(0^+)	0^+
			2255.6	0.10(2)			
15	3619.3		993.4	0.90(5)	0.85(6)	0.84(3^+)	3^+
						0.92(2^+)	
			1460(1)	0.10(3)			
16	3671.4	4^+	1165.6	0.7(1)	0.7(1)	0.65(4^+)	4^+
18	3702(1)		583(1)	0.12(3)	0.12(3)	0.12(6^+)	6^+
19	3730.7		1224.9	0.22(2)	0.7(1)	0.78(2^+)	2^+, 3^+
			2398(1)	0.5(1)			
20	3732.9	2^+	1448(1)	0.10(3)	0.8(1)	0.77(2^+)	2^+
			2400.4	0.7(1)			
21	3870.2	1^+,2^+	745.9	0.40(4)	0.60(3)	0.60(2^+)	2^+
			1244	~0.02		0.43(1^+)	
			2537.7	0.18(2)			
22	3887.8		2555.3	0.15(2)	0.15(2)	0.16(0^+)	0^+

Гамма-спектры из реакции ^{60}Ni(n,n′γ) измерены с калибровочным источником ^{56}Co и точность определения энергии разрешенных γ-переходов ≤ 0.2 КэВ, в то время как например в (p,p′γ)-экспериментах [8] $\Delta E_\gamma \le 5$ КэВ. Соответственно в (n,n′γ)-исследованиях были уточнены энергии γ-переходов и уровней ^{60}Ni.

Не менее важной задачей фундаментальных исследований возбужденных состояний атомных ядер является идентификация спинов уровней.

В колонке 2 таблицы 1 представлены спины уровней ^{60}Ni адоптированные авторами обзора [9] по данным всех известных экспериментов, в том числе и из прямых реакций. Как видно из таблицы спины целого ряда уровней остались неизвестными. Нам удалось значительно сократить эти пробелы, используя метод сравнения значений экспериментальных заселяемостей с предсказываемыми величинами $P_s(J_i^\pi)$ по оптико-статистической теории составного ядра в рамках модели ХФМ. (см. табл. 1, колонки 6, 7, 8).

Как уже неоднократно отмечалось в реакции (n,n′γ) на четно-четных ядрах минимально заселяются уровни с J_i=0 (см. рис). На основании этих данных из схемы возбужденных состояний ^{60}Ni был исключен уровень 3383.3 КэВ (в таблице - № 12), т.к. его заселяемость $P_{эксп}$=0.22 < $P_s(0^+)$=0.49. Гамма-переход с E_γ=1224.9 КэВ, приписанный этому уровню в реакции (p,p′γ), по нашим данным должен быть отнесен к уровню 3730.7 КэВ, что совпадает с предложениями авторов (p,γ)-исследований [5]; калибровка γ-спектров по энергии в этой работе соответствует энергетической шкале наших (n,n′γ)-экспериментов.

При окончательной идентификации спинов уровней учитывались также данные относительно орбитальных моментов, полученные в прямых ядерных реакциях. Так из сравнения значений $P_{эксп}$ и $P_s(J_i)$ для уровня 3317.8 КэВ следует, что его спин не 0^+ [9], а 1^+, что не не противоречит его орбитальному моменту равному 1, найденному из угловых распределений рассеянных частиц в реакции ^{59}Co(^{3}He, d) [6].

Подобному тщательному анализу подвергались все γ-переходы ^{60}Ni, в результате чего некоторые из них были исключены из схемы распада [9], т.к. по энергии и интенсивности они соответствовали фоновым γ-линиям, принадлежащим изотопам Pb и ^{2}H, всегда присутствующим в защитных устройствах подобных экспериментов, например, E_γ равные 394, 1113, 1710 КэВ и др.

Ядро ^{58}Ni к настоящему времени исследовано более досконально и в области возбуждения ≤ 4 МэВ, интересной для нас с точки зрения расчета экспериментальной заселяемости, неизвестен спин только одного уровня $E_{ур}$=3924 КэВ. Поэтому мы не будем проводить детальное обсуждение схемы распада возбужденных состояний, измеренной в реакции ^{58}Ni(n,n′γ), в сравнении с данными, из других ядерных реакций, адоптированными в обзоре [10]. Результаты наших исследований приведены в таблице 2. Сравнение величин $P_{эксп}$ и $P_s\left(J_i^\pi\right)$ подтверждает все спины, полученные в исследованиях других авторов, что кстати говорит о надежности метода неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора.

Табл. 2. Заселяемость уровней ^{58}Ni в реакции (n,n′γ)

№	$E_{ур}$, КэВ	J_i^π [10]	E_γ, КэВ	I_γ, отн. ед.	$P_{эксп}$. отн. ед.	P_s отн. ед.
2	1454.2	2^+	1454.2	100	64(5)	62.6(2^+)
3	2459.6	4^+	1005.4	14.5(5)	7(1)	6.99(4^+)
4	2775.4	2^+	1321.2	9.6(6)	8(1)	7.62(2^+)
			2775.4	0.40(4)		
5	2902	1^+	1448	5.0(3)	4.3(5)	4.42(1^+)
			2902.5	0.30(3)		

6	2942	0^+	40.3	0.53(5)	1.6(2)	1.67(0^+)
			167.2	0.3		
7	3037.8	2^+	1583.6	2.8(3)	4.5(4)	4.75(2^+)
			3037.9	1.68(20)		
8	3263.9	2^+	1809.4	1.36	3.2(2)	3.2(2^+)
			3264.2	1.84		
9	3421.2	3^+	961.6	2.6	2.4(2)	2.2(3^+)
10	3513.6	4^+	2059.0	0.99(2)	1.0(2)	1.33(4^+)
11	3530.5	0^+	2076.3	0.7(1)	0.7(1)	0.58(0^+)
						1.26(4^+)
12	3594.9	1^+	818.4	0.22	1.4(1)	1.30(1^+)
			2140.8	0.21		
			3594.9	1.27		
13	3620.6	4^+	1161.0	1.7	1.2(1)	1.14(4^+)
			2166.0	0.28		
14	3776.0	3^+	353.6	0.20(5)	1.1(1)	1.21(3^+)
			1316.4	0.69(6)		
			2320	0.20(5)		
15	3899.2	2^+	2445.0	0.68(5)	1.1(1)	1.04(2^+)
			3899.0	0.42(3)		
16	3924.1		1464.4	1.2(5)	1.2(2)	0.97(2^+)
17	4009.7	0^+	1234.3	0.21	0.21	0.25(0^+)
18	4108.1	2^+	2653.8	0.8(1)	0.8(1)	0.72(2^+)

СЕЧЕНИЕ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ РЕАКТОРА НА ЯДРАХ ^{58,60}Ni

Сечение реакции (n, n′γ) с возбуждением ядра мишени может быть получено двумя методами: методом регистрации неупруго рассеянных нейтронов при помощи времяпролетных спектрометров ($\sigma_{n,n'}$) и методом измерения Ge-детекторами интенсивности γ-излучений, сопровождающих процесс неупругого рассеяния нейтронов ($\sigma_{n,n'\gamma}$). Последний используется и в наших реакторных (n,n′γ)- экспериментах.

Естественно, что значения сечений $\sigma_{n,n'}$ (E_n) и $\sigma_{n,n'\gamma}$ (E_n) для определенного возбужденного состояния ядра - мишени должны совпадать при условии точного учета схемы распада уровней, заселенных в реакции (n, n′γ).

Однако, анализ имеющихся в литературе сведений о результатах экспериментов в этой области исследований показывает, что данные разных авторов совпадают далеко не всегда [11-15]. В цитируемых работах для получения источников нейтронов широкого интервала дискретных энергии использовались ускоренные пучки протонов и ядерные реакции типа: ^{3}H(p,n)^{3}He, ^{7}Li(p,n)^{7}Be, ^{19}F(p,n)^{19}Ne, ^{27}Al(p,n)^{27}Si.

Сечение любой реакции жестко связано с энергией входного канала. Реакция (n, n′γ)- эндотермическая, соответственно для заселения уровня E_0 необходимо, чтобы энергия налетающих частиц превосходила порог его возбуждения (Q) на некоторую величину ΔE. Если реакция (n, n′γ) вызвана нейтронами определенной энергии E_n, то в соответствии с законом сохранения

$$E_n = E_0 + E_{n'} + E_{ц.м}, \qquad (3)$$

а значение ΔE будет равно сумме энергий рассеянных нейтронов- $E_{n'}$ и движения центра масс системы - $E_{ц.м}$, величина которой для реакторных нейтронов и ядер в области средних атомных весов <10% $E_{n'}$, ($E_{ц.м} \approx E_{отдачи}$, $|Q| \approx E_0$). Для процесса, идущего через составное ядро, рассеянные нейтроны в системе центра масс распределены изотропно, а их энергетический спектр близок к максвелловскому распределению вокруг значения ΔE. Таким образом, в случае дискретных значений E_n нет энергетических неопределенностей при расчете сечения реакции ($\sigma_{n,n'\gamma}$).

Для потоков быстрых нейтронов реактора с непрерывным энергетическим спектром строгость определения величины ΔE нарушается. Необходимость учета вида этого спектра привела к использованию вместо величин $\sigma_{n,n'\gamma}$ новой характеристики процесса- заселяемости уровня ($P_{эксп}$), (1).

Многолетняя практика ядерно-спектроскопических исследований с быстрыми нейтронами реактора [1,17] показала, что в случае энергетически непрерывного нейтронного потока нейтронов деления может быть введено и использовано понятие эффективной энергии- $E_{nэф}$.

Действительно, с ростом энергии нейтронов, на фоне экспоненциального спада потока нейтронов, сечение $\sigma_{n,n'\gamma}(J^{\pi}_i E_n)$ дополнительно ограничено конкуренцией вышележащих уровней, поэтому интервал энергий нейтронов, дающих существенный вклад в заселяемость определенного возбужденного состояния, достаточно узок и всегда может быть найдена эффективная энергия $E_{nэф}$, ответственная за возбуждение этого уровня

$$E_{nэф} = E_0 + \Delta E_{эф}. \qquad (4)$$

$\Delta E_{эф}$, по аналогии с изложенным выше должна быть близка к средней энергии рассеянных нейтронов и может быть определена в специальных экспериментах.

В институте Атомной энергии им. И.В. Курчатова было предложено в (n,n′γ)- реакторных исследованиях использовать значение $\Delta E_{эф}$ [17], рассчитанное по формуле

$$\int_{E_0}^{E_0+\Delta E_{эф}} \sigma(E_n) f(E_n) dE_n = \int_{E_0+\Delta E_{эф}}^{E_{max}} \sigma(E_n) f(E_n) dE_n \quad (5)$$

В результате экспериментальной проверки выражения (5) на большом числе ядер оказалась, что $\Delta E_{эф}$ незначительно меняется в широком диапазоне атомных масс: <ΔE>=1,2-0,8 МэВ, а средняя энергия рассеянных нейтронов действительно соответствует этому интервалу энергий.

С введением понятия эффективной энергии величина $P_{эксп}$ приобретает физический смысл, аналогичный сечению возбуждения уровня при $E_{пэф}$, а результаты фундаментальных исследований схемы распада, заселяемости и свойств возбужденных состояний атомных ядер методом неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора могут быть использованы для оценки сечения реакции (n, n′γ).

Так как функция $\sigma(E_n J^{\pi}_i)$ практически постоянна в области $E_{пэф}$, а поток нейтронов имеет экспоненциальный характер, то можно допустить, что

$$\sigma(E_{пэф}) = P_{эксп} \Big/ \int_{E_{ур}}^{E_{max}} f(E_n) dE_n \quad (6)$$

Соответственно, измерив заселяемость уровней исследуемого ядра в реакции (n, n′γ) и зная поток реакторных нейтронов, могут быть получены значения сечений неупругого рассеяния быстрых нейтронов
$\sigma_{n, n'\gamma}(E_n^{эф} J^{\pi}_i)$.

Обычно в экспериментах по определению сечения неупругого рассеяния нейтронов на ядрах используется метод нормировки к хорошо известным величинам: $\sigma_{n, n'}(H)$ и $\sigma_{n, n'\gamma}(^{56}Fe)$. В настоящих исследованиях нормировка потока нейтронов реактора в выражении (6) была проведена по достоверным литературным величинам $\sigma_{n, n'}(2^+_1)$ и $\sigma_{n, n'\gamma}(2^+_1)$ для ряда ядер при энергиях нейтронов соответствующих рассчитанным значениям $E_{пэф}$ для каждого ядра. Полученные экспериментальные и рассчитанные по ОСМ-ХФМ-модели сечения (n,n′γ)-реакции на ядрах ^{58,60}Ni с использованием быстрых нейтронов реактора представлены в таблице 3, вместе с результатами исследований $\sigma_{n, n'\gamma}(2^+_1)$ для ^{54,56}Fe и ^{72,74}Ge, полученных нами ранее [18].

Табл. 3 Сечение реакции (n,n′γ) на ядрах материалов детекторов и конструкций, эксплуатируемых в зоне нейтронного облучения с возбуждением 2_1^+- уровней

Ядро	% в ест. смеси	$E_{ур}$, МэВ	$E_{пэф}$, МэВ	$P_{эксп.}$, отн. ед.	$\sigma_{эксп.}$, барн	$\sigma_{хфм.}$, барн	$\sigma_{лит.}$, барн
^{72}Ge	27,43	0,834	1,75	49(5)	0,69(6)	0,58	Данных нет
^{74}Ge	36,54	0,596	1,5	55(5)	0,94(8)	0,68	0,96[д]
^{54}Fe	5,84	1,408	2,4	72(6)	0,65(6)	0,72	0,62[а]; 0,67[б]
^{56}Fe	91,68	0,847	1,9	68(6)	0,84(7)	0,84	0,63[а]; 0,59[г] 0,84[б]
^{58}Ni	67.88	1.454	2.3	0.64(5)	0.64(5)	0.68	0,55[е]; 0,70[б]
^{60}Ni	26.23	1.332	2.2	52(5)	0.60(5)	0.66	0,61[б]

а-[11], б-[12], в-[13], г-[14], д-[15], е-[19]

Как видно из таблицы 3 экспериментальные значения сечения возбуждения 2^+_1 уровней переходных ядер Ge превышают предсказываемые ОСМ-ХФМ-теорией. Основываясь на обнаруженной ранее [20, 21] зависимости заселяемости уровней ($P_{эксп}>P_{ХФМ}$) деформированных ядер в реакции (n,n′γ) от квадрупольного момента, можно предположить наличие деформации 2^+_1 уровней ядер германия, особенно ^{74}Ge, где $\sigma_{эксп}>\sigma_{ХФМ}$ почти на 30%.

В случае сферических ядер изотопов железа и никеля, с числом протонов и нейтронов близким или равным магическому - 28, значения экспериментальных и теоретических сечений близки в пределах погрешностей. Однако обращает на себя внимание, что $\sigma_{эксп}<\sigma_s$ для ядер ^{54}Fe ^{58,60}Ni.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных исследований ядер ^{58,60}Ni методом неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора были:

- измерены γ-спектры из реакции ^{58,60}Ni в (n,n′γ), определены энергии и интенсивности γ-переходов, уточнена схема распада возбужденных состояний ^{60}Ni, найдена экспериментальная заселяемость уровней этих ядер в (n,n′γ)-реакции, $P_{эксп}$;
- из величин $P_{эксп}$ найдены экспериментальные сечения неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора на ядрах ^{58,60}Ni с возбуждением 2^+_1 уровней, а также рассчитаны соответствующие теоретические величины по оптико-статистической модели ОСМ-ХФМ;
- проведены расчеты ожидаемой заселяемости уровней ^{58,60}Ni по (ОСМ-ХФМ) модели в зависимости от спинов возбужденных состояний, $P_s(J^{\pi}_i)$;
- показано, что ОСМ-ХФМ удовлетворительно описывает механизм (n,n′γ)-реакции при использовании пучка нейтронов с непрерывным энергетическим спектром;
- из сравнения значений $P_{эксп}$ и $P_s(J^{\pi}_i)$ определены неизвестные ранее квантовые параметры - спины возбужденных состояний ^{60}Ni.

Литература

1. Косяк Ю.Г. //"Изучение возбужденных состояний" 1986. Алма-Ата. Наука. С. 69
2. Сборник. Возобновление эксплуатации реактора ВВР-К НЯЦ РК Алматы 1998 г. С. 249
3. Молдауэр П.А.//Методы оценки ядерных данных. Атомиздат. М. 1977. С. 9
4. Camp D.C., Van Hise S.R.//Phys. Rev. 1976. V. C14. Ð. 261
5. Erlandson B. et. al.//Z. Phys. 1975. V. A272. P. 67
6. Rousin H. et. al.//Nucl. Phys. 1973. V. A207. P. 577
7. Van Patter D.M., Rauch F.//Nucl. Phys. 1972. V. A191. P. 245
8. Mouzed C. et. al.//Nucl. Phys. 1971. V. A169. P. 651
9. Andersson P., Ekstrom L.P.//Nucl. Data Sheets 1986. V.48. P. 251
10. Alburger D.E.//Nucl. Data Sheets 1984. V.42. Ð. 369
11. Benjamin R.W. and Morgan L.L.// Phys. Rev., 1967. V. 163 P. 1252
12. Êîðæ È.À. è äð.//ÓÔÆ. ÀÍ ÓÑÑÐ 1977. Ò. 22. Ñ. 85
13. Случевская В.М.//Бюл. Информационного центра по ядерным данным. Атомиздат. 1966. С.152
14. Дегтярев Ю.Г., Протопопов В.Н.//Атомная энергия 1968. Т. 24. С.573
15. Случевская В.М.//Бюл. Информационного центра по ядерным данным. Атомиздат. 1967. С.57. Конференция по ядерным данным, необходимым для ядерных реакторов доклад Berry J.F. Париж 1966.
16. Конобеевский Е.С. и др.//ФЭЧАЯ. М. 1982. Т. 13. вып. 2. С. 300
17. Демидов А.М. и др.//"Атлас спектров гамма-изучений от неупругого рассеяния быстрых нейтронов реактора" М. Атомиздат. 1978. 327 С.
18. Косяк Ю.Г. и др.//Труды ИЯФ НЯЦ РК Докл. 3-ий Международной конференции "Ядерная и радиационная физика" Алматы 2001 Т.1. С. 295
19. Правдивый Н.М., Корж И.А. и др.//Нейтронная физика. Киев. "Наука" 1977. С. 273
20. Косяк Ю.Г. и др.//Изв. РАН. Серия физ. 1996. Т. 60. С. 193
21. Косяк Ю.Г., Чекушина Л.В. //Изв. РАН. Серия физ. 1997. Т. 61. С. 752

(n,n'γ) РЕАКЦИЯДАҒЫ ^{58,60}Ni ЫДЫРАУ СҰЛБАСЫ ЖӘНЕ ДЕҢГЕЙЛЕРДІҢ ҚОЗУ ҚИМАСЫ

Ю.Г. Косяк, Л.В. Чекушина, А.С. Ерматов

Ядролық физика институты

Реактордың шапшаң нейтрондарының серпімсіз шашырау әдісімен ^{58,60}Ni қозғанкүйлері зерттелген. γ-уысулардың энергиясы мен қарқындылығы өлшенген. Деңгейлер толымдылығы, спиндері және 2_1^+ деңгейлердің қозуы бар реакция қималары анықталған.

DISINTEGRATION SCHEME AND EXCITED SECTION OF ^{58,60}Ni LEVELS IN (n,n′γ) REACTION

Ju.G. Kosiak, L.V. Chekushina, A.S. Yermatov

Institute of Nuclear Physics, National Nuclear Center, Almaty, Republic of Kazakhstan

The excited levels of ^{58,60}Ni were studied by the technigue of inealstic scattering of fast reactor neutrons. The energy and intensity γ-transition were measured. The populaton, spin of levels and the reaction sectian with 2^+_1 levels excitement have been deduced.

УДК 539.17

ИЗУЧЕНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ КЛАСТЕРОВ

Ленник С.Г. Ливенцова А.С., Такибаев Н.Ж..

Институт ядерной физики

Взаимодействие ядерных кластеров при низких (астрофизических энергиях) изучается в реакциях фотоядерного расщепления, когда возможно отдельно определить вклад электромагнитных переходов при распаде ядра на кластеры и вклад ядерного взаимодействия кластеров в конечном состоянии.

Подбором поляризации и энергии фотона, типа мишени-ядра можно менять параметры образующейся кластерной системы.

В последние годы интересы специалистов в области ядерной астрофизики и ядерной физики все более концентрируются на проблемах, касающихся экзотических ядер, аномальных и резонансных квазистационарных состояний, обоснования процессов нуклеосинтеза на ранних стадиях образования вселенной и ряда других. С решением этих актуальных проблем связаны исследования динамики ядер и кластеров при низких и сверхнизких энергиях.

Специфика исследования рассеяния ядер в этой области энергий связана с учетом и преодолением кулоновского отталкивания, не позволяющего заряженным частицам сблизится на расстояния порядка радиуса действия ядерных сил. Поэтому эксперименты по упругому рассеянию ядерных частиц затруднены даже в том случае, когда технические задачи (формирование пучков ускоренных частиц, создание специальных мишеней, стабилизация режимов и т.п.) являются решенными. Отмеченное обстоятельство касается также и изучения характеристик ядерных систем с коротким временем жизни или экзотически ядерных образований.

Одним из способов косвенного решения этих физически интересных задач является использование хорошо изученных электромагнитных переходов, обусловленных взаимодействием ядра-мишени с реальными (или виртуальными) фотонами [1,2].

При поглощении фотона ядром образуется кластерная система или возбужденное ядерное состояние, распадающееся затем на кластеры. Эти кластеры изначально будут находиться на малых (по ядерным масштабам) относительных расстояниях. Следовательно, изучение таких фотоядерных реакций даст возможность исследовать взаимодействие низкоэнергетических кластеров в конечном состоянии. Подбором поляризации и энергии фотона, типа мишени-ядра можно менять параметры образующейся кластерной системы.

ФАКТОРИЗАЦИЯ АМПЛИТУДЫ

Расчет фотоядерных процессов удобно проводить в рамках теории рассеяния на двух потенциалах, когда электромагнитное взаимодействие V_γ рассматривается на фоне ядерного взаимодействия V_{nucl}, т.е. как дополнительное. Это позволяет факторизовать амплитуду перехода на две части:

$$f_{fi} = -\sum_s \left\langle \varphi_f^{(-)} \middle| \xi_s^{(+)} \right\rangle \cdot \left\langle \xi_s^{(+)} \middle| V_\gamma \middle| \varphi_i^{(+)} \right\rangle,$$

где $\xi_s^{(+)}$ - некоторый полный набор ортонормированных функций, $\sum_s \left| \xi_s^{(+)} \right\rangle \left\langle \xi_s^{(+)} \right| = I$.

Методика дает возможность выделить взаимодействие частиц в конечном канале в виде отдельного множителя, так называемого коэффициента усиления $D = \left\langle \varphi_f^{(-)} \middle| \xi_s^{(+)} \right\rangle$.

Матричный элемент $M = \left\langle \xi_s^{(+)} \middle| V_\gamma \middle| \varphi_i^{(+)} \right\rangle$ электромагнитного перехода $M = \left\langle \xi_s^{(+)} \middle| V_\gamma \middle| \varphi_i^{(+)} \right\rangle$ соответствует поглощению фотона ядром. Его значение можно вычислить с хорошей точностью в рамках теории возмущений по константе электромагнитного взаимодействия. Заметим, что это состояние, конечное по отношению к акту фотопоглощения, является начальным для ядерного взаимодействия.

Расчет амплитуды заключается в независимом вычислении D и M. Амплитуда $f_{j\leftarrow i}$, полученная из данных эксперимента, может быть сравнена с расчетной величиной M. Их отношение будет соответствовать коэффициенту усиления D. Таким образом, из результатов сопоставления теоретических и экспериментальных данных можно прояснить особенности динамики легких ядер и кластеров в астрофизической области энергий.

Процесс $\gamma + A \rightarrow B_1 + B_2$

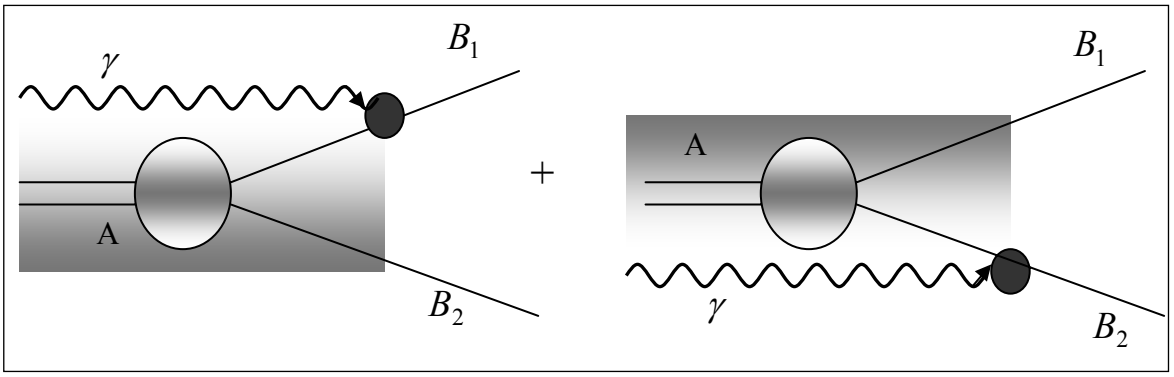
Электромагнитная часть полной амплитуды для рассматриваемого процесса имеет вид:

$$M_{fi}^{\%} = \left\langle B_1, B_2 \middle| \hat{V} \middle| A, 1_{\vec{q}\%} \right\rangle.$$

Здесь $\hat{V} = \int \vec{J}(\vec{r}) \vec{A}(\vec{r})\ d\vec{r}$ - энергия взаимодействия ядра с полем излучения, где $\vec{A}(\vec{r})$ - вектор-потенциал электромагнитного поля, $\vec{J}(\vec{r})$ - оператор плотности внутриядерного тока [3]. Причем, мат-

ричный элемент, соответствующий поглощению одного фотона с импульсом $\vec{q}$ и поляризацией $\vec{\gamma}_{1\lambda}$, есть $\langle 0|\hat{A}|1_{q\lambda}\rangle = \sqrt{\frac{2\pi}{\omega}}\vec{\gamma}_{q\lambda} e^{i\vec{q}\vec{r}}$ (тут волновая функция фотона записывается в представлении чисел заполнения).

В области энергий фотонов у порога расщепления ядра механизм процесса $\gamma + A \to B_1 + B_2$ можно представить как процесс поглощения фотонов виртуальными кластерами этого ядра. (см. диаграммы).



В этом случае матричный элемент электромагнитного перехода можно переписать в виде:

$$M_{fi} = \langle B_1, B_2 | \hat{V} | B_1', B_2', 1_{q\lambda} \rangle \ \langle B_1', B_2', | A \rangle = \left\{ \langle B_1 | \hat{V} | B_1', 1_{q\lambda} \rangle \ \langle B_2 | B_2' \rangle + \langle B_2 | \hat{V} | B_2', 1_{q\lambda} \rangle \ \langle B_1 | B_1' \rangle \right\} \cdot \langle B_1', B_2' | A \rangle .$$

При построении волновой функции исходного ядра A для процесса $\gamma + A \to B_1 + B_2$ будем изначально рассматривать ядро состоящим из двух фрагментов, движущихся относительно друг друга с импульсом $k^2 = 2\mu E_0$, где E_0 - пороговая энергия возбуждения канала, и построим волновую функции ядра A по аналогии с волновой функцией дейтрона:

$$|A\rangle = \left| e^{i\vec{k}_A\vec{R}} N(\kappa) \frac{e^{-\kappa r}}{r} \chi^S_{SM}(A) \chi^T_{TT_3}(A) \right\rangle,$$

где нормировочная константа $N(\kappa) = \sqrt{\frac{\kappa}{2\pi}}$, а $\chi^S_{SM}(A)$, $\chi^T_{TT_3}(A)$ - спин-изоспиновые волновые функции. Это предположение оправдано только в ограниченном диапазоне энергий фотонов, а именно при $E_0 < E_\gamma < E_1$, где E_1 -энергия возбуждения следующего, более высоко лежащего, уровня ядра, нежели $B_1 + B_2$.

ОЦЕНКА ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В КОНЕЧНОМ СОСТОЯНИИ

Матричный элемент M_{fi} складывается из двух неинтерферирующих между собой слагаемых – электрического $\left(M_{fi}\right)_e$ и магнитного $\left(M_{fi}\right)_m$. Эти слагаемые отвечают переходу ядерной системы в состояния с разным полным орбитальным моментом L (угловыми сферическими функциями $Y_{LM}(\Omega)$). Т.е. разложение полной амплитуды перехода по парциальным волнам в этом случае имеет вид:

$$f = \sum_L (2L+1) f_L = \sum_L (2L+1) D_L^{ST} \left(M_{fi}\right)_L = \\ = D^{ST}_{L=0} \cdot \left(M_{fi}\right)_m + 3 \cdot D^{ST}_{L=1} \cdot \left(M_{fi}\right)_e ,$$

а $D_L^{ST} = \frac{1}{2}\int_{-1}^{1} dx P_L(x) D^{ST}$, где $P_L(x)$ полиномы Лежандра, $x = \cos\theta$.

Теоретический расчет коэффициента усиления D^{ST} может быть связан с поиском аномалий и резонансов в подбарьерной по кулону области энергий.

При оценке вклада коэффициента усиления D в полную амплитуду ядерного фотоэффекта необходимо учитывать следующие обстоятельства. В выражение для полной амплитуды входит полный набор ортонормированных функций $\xi_s^{(+)}$. Известно, что базис волновых функций χ_s, описывающих свободное движение частиц отвечает такому условию $\sum_s |\chi_s\rangle\langle\chi_s| = I$ и является наиболее простым. Соответствующая ему амплитуда примет вид

$$f_{fi} = -\sum_s \ \langle \varphi_f^{(-)} | \chi_s \rangle \cdot \langle \chi_s | V_\gamma | \varphi_i^{(+)} \rangle,$$

где коэффициент усиления будет равен

$$D_\chi = \langle \varphi_f^{(-)} | \chi_s \rangle = \delta_{fs} - \frac{\overline{f}_{fs}}{E_f - E_s + i0},$$

$$\overline{f}_{fs} = \langle \varphi_f^{(-)} | V_{nuclear} | \chi_s \rangle,$$

т.е. выражается через чисто ядерную амплитуду $\bar{f}_{fs}$ взаимодействия кластеров B_1 и B_2. Или, подставляя D_χ в f_{fi}, получим

$$f_{fi} = -\left\langle \chi_f \middle| V_\gamma \middle| \varphi_i^{(+)} \right\rangle + \Delta f_{fi},$$

$$\Delta f_{fi} = -\sum_s \frac{\bar{f}_{fs}}{E_f - E_s + i0} \left\langle \chi_s \middle| V_\gamma \middle| \varphi_i^{(+)} \right\rangle$$

При расчете электромагнитной части амплитуды $\left\langle \chi_s \middle| V_\gamma \middle| \varphi_i^{(+)} \right\rangle$ было получено, что это выражение пропорционально формфактору волновой функции ядра $e^{-\kappa r}/r$. Это означает, что ее энергетическая зависимость может быть отражена в форме:

$$\left\langle \chi_f \middle| V_\gamma \middle| \varphi_i^{(+)} \right\rangle = \frac{C_{si}(S, T, \vec{q}_\gamma, ...)}{\kappa^2 + q_s^2},$$

где $q_s^2 = 2\mu E_s$, а константа C_{si} является слабо меняющейся функцией относительного импульса кластеров.

В тоже время, ядерная амплитуда $\bar{f}_{fs}$ будет либо А) слабо меняющейся функцией $\bar{f}_{fs} \cong \frac{C^{nucl}}{\xi^2} \cong Const$, либо В) выраженной резонансной функцией импульса промежуточного состояния $\bar{f}_{fs} \cong \frac{C^{nucl}}{\xi^2 + q_s^2}$, где ξ^{-1} - радиус действия сил.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате определения вершинных функций фоторасщепления легких ядер на различные кластерные состояния получен следующий важный результат: начальное электромагнитное взаимодействие и поглощение фотона ядром формирует определенный ядерный канал для последующего сильного взаимодействия образовавшихся ядерных кластеров.

Поэтому выбором энергии налетающего фотона, достаточной или чуть превышающей порог реакции фотопоглощения, можно исследовать ядерные реакции в области энергий, недоступных в прямых процессах рассеяния кластеров из-за большого по величине кулоновского барьера.

ЛИТЕРАТУРА

1. Такибаев Н.Ж., Ливенцова А.С., Ленник С.Г. "Реакции фотопоглощения как инструмент изучения особенностей ядерного взаимодействия кластеров", Материалы 3-ей между-народной конференции "Ядерная и радиационная физика", 4-7 июня 2001 г., Алматы, Казахстан .
2. Lennik S.G., Takibayev N.Zh "Quasi two particles disintegration of ^{6}Li by low energy photons", препринт ИЯФ НЯЦ РК, в печати
3. А.И. Ахиезер, А.Г. Ситенко, В.К. Тартаковский "Электродинамика ядер", Киев, Наукова думка, 1980.

ТӨМЕНГІ ЭНЕРГИЯЛЫ КЛАСТЕРЛЕРДІҢ ЯДОРЛЫҚ ӘСЕРЛЕСУ ЕРЕКШЕЛІКТЕРІН ОҚУ

С.Г. Ленник, А.С. Ливенцова, Н.Ж. Тәкибаев

Ядролық физика институты

Төменгі (астро физикалық энергияларда) ядролық кластерлердің әсерлесуі ядроның кластерлерге бөліну кезінде электромагниттік көшулерді және ақырғы күидегі кластерлердің ядролық әсерлесуін жеке анықтауға мүмкіншілік барда фотоядорлық ыдырау реакцияларында оқылады.

Поляризацианы, фотон энергиясын, ядро-нысананың түрін таңдаб отырып пайда болған кластерлік жүиенің параметрлерінің өзгертуге болады.

INVESTIGATION ON NUCLEAR INTERACTION SINGULARITIES OF LOW-ENERGY CLUSTERS

S.G. Lennik, A.S. Liventsova, N.Zh. Takibayev

Institute of Nuclear Physics, National Nuclear Center, Almaty, Republic of Kazakhstan

Interaction of nuclear clusters at low (astrophysical) energies is studied in photodisintegration reactions. Contributions from electromagnetic transition and nuclear interaction in final state are calculated separately.

Characteristics of created clusters system can be varied by changing of photon polarization, photon energy and type of nuclei-target.

УДК 538.945

ПРОЦЕССЫ ФОРМИРОВАНИЯ ЛЕНТОЧНЫХ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

Тулеушев А.Ж., Лисицын В.Н., Тулеушев Ю.Ж., Володин В.Н., Ким С.Н.

Институт ядерной физики

Установлено влияние кристаллической структуры подложки на параметры решетки сверхпроводящего покрытия, сформированного магнетронным способом. Разработаны оптимальные процессы формирования многослойного сверхпроводника, которые позволили сократить время осаждения покрытий и отказаться от нормализующих термических отжигов. Предложены технические решения, обеспечивающие увеличение длины ленточного сверхпроводника до величины, необходимой для изготовления катушек промышленных магнитов.

Сверхпроводящие соединения ниобия имеют высокие критические параметры, но применяются пока только при изготовлении физических приборов. Новым перспективным использованием одного из лучших соединений – нитрида ниобия может оказаться кабельная продукция из ленточных сверхпроводников со сверхпроводящим покрытием на несущей основе. В ленточном кабеле преодолевается основной недостаток нитрида ниобия – его хрупкость. В опубликованной литературе, относящейся к синтезу соединений ниобия, нет сведений о процессах изготовления кабелей на основе нитрида ниобия [1-2], этим обусловлен интерес к работе.

Выполненные ранее исследования подтвердили возможность изготовления ленточного сверхпроводника и позволили магнетронным способом получить образцы ленточных сверхпроводников [3]. Продолжение исследований связано с нанесением сверхпроводящих покрытий на ленты увеличенной длины. Важным этапом работ является определение условий формирования покрытий многослойного комбинированного сверхпроводника с минимальными затратами времени и распыляемых материалов.

Дальнейшее повышение производительности процесса нанесения сверхпроводящих и вспомогательных слоев связано с оснащением рабочих камер дополнительными магнетронными распылителями, которые одновременно включают в вакуумном объеме с учетом индивидуальных параметров разряда в магнетронах. Физические и химические процессы, которые происходят в плазме аномального тлеющего разряда, в обобщенном виде отражены на вольтамперной характеристике магнетронного распылителя. Для каждого магнетрона существует собственная вольтамперная характеристика, форма которой зависит от конструкции определяющих узлов, индукции магнитного поля, давления рабочего газа, материала мишени и ее эрозии.

На рис. 1 приведены вольтамперные (В-А) характеристики для мишеней, приготовленных из Cu, Ti и Nb. В-А характеристики для указанных материалов определены при одинаковых условиях распыления: при использовании новых мишеней на одном магнетроне и при одинаковом давлении аргона в рабочей камере 0,2 Па.

Установлено, что большое количество влияющих параметров затрудняет подбор одинаковых рабочих точек на вольтамперных характеристиках для совместно работающих магнетронов. Поэтому одновременно включенные магнетроны работают при несовпадающих анодных напряжениях, что влияет на устойчивость разряда и создает неоптимальные условия для распыления материалов. Это справедливо даже в случае использования мишеней из одного материала в одинаковых рабочих режимах.

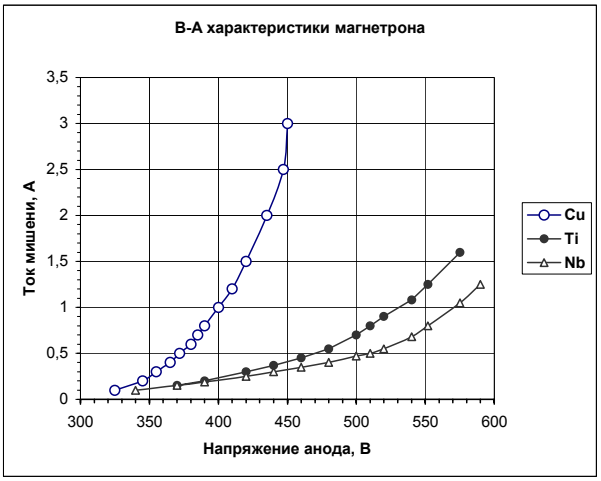


Рис.1. Вольтамперные характеристики магнетрона, полученные при распылении основных материалов, используемых в многослойном сверхпроводнике.

Эффективность совместной работы магнетронов зависит от способа их электрического соединения: по схеме с общими катодами или по схеме с общими анодами. В рабочей камере изолированные аноды магнетронов электрически соединены через проводящую плазму и общий электрод – проводящую стенку камеры. По этой причине для магнетрона с более высоким анодным напряжением часть подводимой к мишени мощности протекает по шунтирующей цепи, и скорость распыления материала с мишени уменьшается. Кроме этого, дополнительное рассеяние мощности понижает точность регулирования выноса материала с мишени и затрудняет

формирование структуры и стехиометрического состава осажденных покрытий.

Стабильность режимов работы магнетронов улучшается при включении магнетронов по схеме с заземленными анодами. В этом случае каналы утечки мощности включены в цепи катодов и не шунтируют цепи мишеней. Независимо от конфигурации цепи нагрузки практически весь ток от источника питания магнетрона проходит через мишень, поэтому вся подводимая мощность расходуется на распыление материала мишени. Использование схемы с общими анодами позволяет улучшить однородность покрытий сверхпроводника, а также повысить производительность магнетронных распылителей за счет ограничения утечки мощности на стенки рабочей камеры.

Практическое определение точности осаждении заданной массы вещества, при одновременном распылении с двух магнетронов, проведено при нанесении покрытия из двух металлов - ниобия и алюминия. Эти металлы имеют различные скорости распыления, что затрудняет получение однородного покрытия из их смеси, особенно при существенной разнице в концентрации составляющих. Предполагалось получить однородное покрытие бинарного состава при соотношении компонентов: 75 ат. % Nb и 25 ат. % Al. Были получены два образца с двухкомпонентными покрытиями Nb-Al при одновременном осаждении на подложку ниобия и алюминия из соответствующих мишеней. Условия осаждения образцов одинаковые, но общие электроды магнетронов – различные. Распределение компонентов по сечению покрытий на полученных образцах соответствует соотношению материалов, которые распыляют из мишеней в данный момент времени.

Анализ распределения компонентов в образцах с покрытием бинарного состава проведен на электростатическом ускорителе УКП-2-1 с использованием метода Резерфордовского обратного рассеяния протонов. Профили концентрации металлов по толщине образцов показаны на рис. 2 и 3. Видно, что при использовании одновременно работающих магнетронных распылителей, включенных по схеме с общими анодами, существенно выше равномерность распыления материалов мишеней и однородность осажденного покрытия. Это связано с тем, что вынос вещества из мишеней при их одновременной работе строго пропорционален мощности, проходящей по цепям мишеней. В то время, как при использовании схемы с общими катодами, только непроизводительные потери мощности для используемой конфигурации рабочей камеры могут возрастать до 30-40 % в зависимости от условий работы.

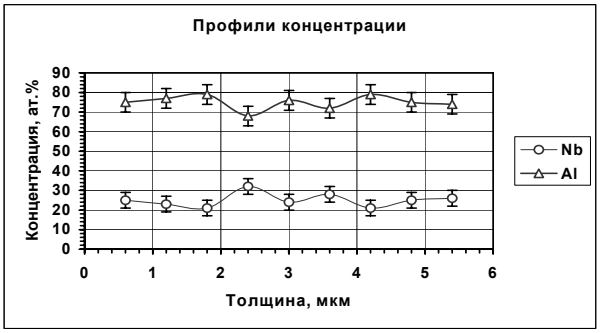


Рис. 2. Неравномерное распределение концентрации компонентов в покрытии бинарного состава при одновременной работе двух магнетронов, включенных по схеме с общим катодом.

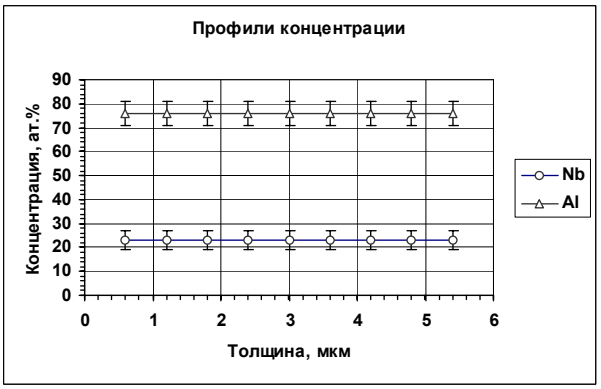


Рис. 3. Равномерное распределение концентрации компонентов в покрытии бинарного состава при одновременной работе двух магнетронов, включенных по схеме с общим анодом.

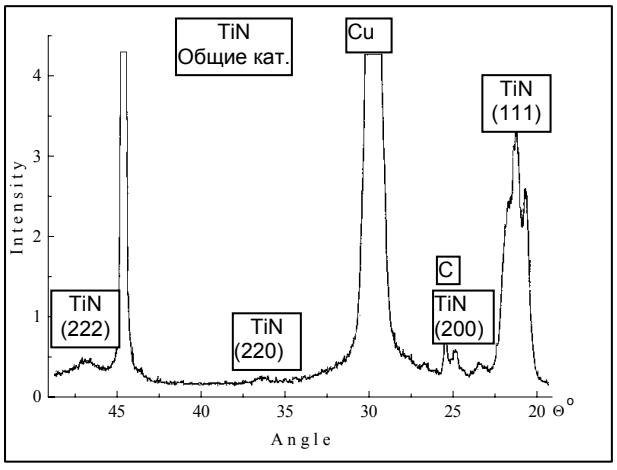


Рис. 4. Дифрактограмма покрытия из TiN, полученного при использовании схемы с общими катодами, $U_{см.}$ = -105 В.

Использование магнетронных распылителей с изолированными катодами дало возможность обеспечить стехиометрический состав многокомпонентных покрытий, максимально использовать материал мишеней и повысить производительность распылителей. Это показывает правильность технического

решения задачи оптимального совместного использования распылительных систем, имеющих ограниченный запас материала мишеней, для формирования ленточных сверхпроводников.

Процессы ионно-плазменного осаждения покрытий с проведением химических реакций более чувствительны к изменению условий нанесения покрытий, по сравнению с процессами осаждения покрытий в инертном газе. Это видно при сравнении фазового состава и структуры вспомогательных покрытий из нитрида титана, полученных при включении магнетронов по схемам с различными общими электродами.

Рентгенограмма на рис. 4 снята для образца с покрытием, нанесенным с использованием магнетронов по схеме с общими катодами при напряжении смещения, равном -105 В. Максимум отражения от основной плоскости (111) представляет собой наложение нескольких пиков. Это указывает на то, что покрытие состоит из смеси 3-4 модификаций нитрида титана с разными параметрами кристаллической решетки от a = 0,4185 нм до a = 0,4276 нм. Покрытие имеет явно выраженную текстурированность в кристаллографическом направлении (111), при этом рефлексы от плоскостей (200), (220) и (311) непропорционально ослаблены.

Осаждение покрытий при использовании двух магнетронных распылителей, включенных по схеме с общими анодами, проведено с тремя характерными значениями напряжения смещения: $U_{см.}$ = 0; -100 и -130 В. Рентгеноструктурное исследование образцов показало, что все покрытия из нитрида титана, в отличие от покрытия, полученного в схеме с общими катодами, являются монофазными. При нанесении нитрида титана с $U_{см.}$= 0 В сформирована хорошо окристаллизованная фаза без выраженной текстуры с параметром решетки a = (0,4224 ± 0,0003) нм.

Синтез покрытия из нитрида титана с напряжением смещения $U_{см.}$= -100 В дал лучшие результаты - был получен образец с хорошо окристаллизованным покрытием, имеющим текстурированность в направлении (111) (рис. 5). Это направление роста текстуры промежуточного покрытия из нитрида титана совпадает с направлением роста текстуры (200) сверхпроводящего покрытия из нитрида ниобия. Параметр г.ц.к. решетки a = (0,4236 ± 0,0003) нм, что очень хорошо совпадает с табличным значением для параметра решетки нитрида титана a = 0,4240 нм.

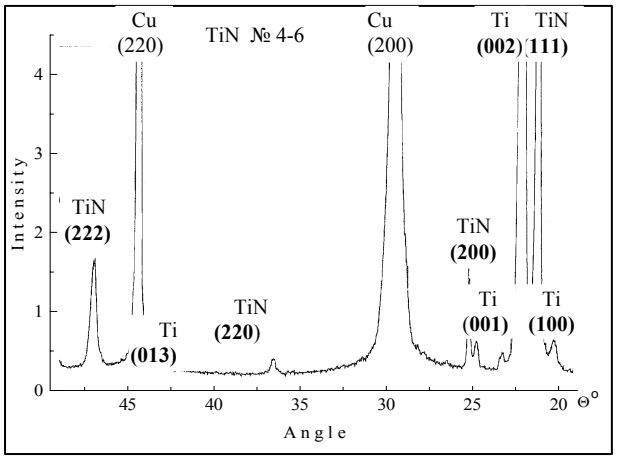


Рис. 5. Дифрактограмма покрытия из TiN, полученного при использовании схемы с общими анодами, $U_{см.}$ = 100 В.

Повышение напряжения смещения до -130 В в процессе осаждения нитрида титана привело к увеличению параметра решетки до величины a = (0,4265 ± 0,0008) нм, что превышает табличное значение. Причем покрытие, полученное в этом случае, не имеет текстуры.

Структура сверхпроводящего покрытия из нитрида ниобия в значительной мере определяется способом его формирования. Слой нитрида ниобия, непосредственно нанесенный на ленточный носитель, часто имеет кристаллическую модификацию с неоптимальными параметрами. Фазовый состав и решетку такого покрытия изменяют, используя фазовые и структурные превращения в материале, стимулированные термическими отжигами. Такие процессы формирования решетки проведены для образца ленточного сверхпроводника с покрытием из нитрида ниобия стехиометрического состава. От ленты со сверхпроводниковым покрытием были отрезаны три образца, которые затем отжигали при разной температуре в течение одного часа.

На рентгеновском дифрактометре были определены межплоскостные расстояния и параметры кристаллической решетки. Результаты измерений приведены в таблице 1. Все образцы в исходном состоянии имели одинаковую структуру с искаженной кубической решеткой. После отжига искажения решетки уменьшаются, а ее параметр приближается к табличному значению, хотя оно в этом эксперименте не было достигнуто.

Табл. 1. Зависимость параметров решетки δ_1-NbN от температуры отжига

T, °C	Время отжига, час	d_{111}	d_{200}	d_{220}	a_1	a_2	a_3
390	1	2,543	2,168	1,501	4,404	4,336	4,246
500	1	2,536	2,168	1,532	4,392	4,336	4,333
740	1	2,515	2,179	1,541	4,356	4,358	4,359

Обращает на себя внимание широкий интервал значений параметра решетки, который был зафиксирован в процессе отжигов образцов. Некоторые значения параметра решетки δ_1-NbN близки к табличной величине a = 4,243 Å параметра решетки δ-TiN. Учитывая этот факт, была проверена возможность использования промежуточного слоя покрытия из нитрида титана в качестве подложки для формирования по типу эпитаксиального роста сверхпроводящего слоя из δ_1-фазы NbN с оптимальным значением параметра решетки.

Осаждение образцов покрытий из нитрида ниобия на промежуточный слой из нитрида титана проведено с использованием двух магнетронных распылителей с изолированными катодами. В процессе нанесения покрытий давление рабочего газа поддерживали постоянным и равным 65 мПа, концентрация азота в рабочем газе была в интервале 20-25 об. %, подводимую к мишени мощность изменяли от 150 Вт до 300 Вт. Расстояние от мишени до подложки 7-10 см, скорость перемещения ленточной подложки относительно мишени 0,2-0,8 м·с$^{-1}$, напряжение смещения, подаваемого на подложку, соответствовало падению напряжения на плазменном промежутке от анода до ленты.

Параметром регулирования соотношения компонентов в покрытии при этом выбран ток мишеней. Для четырех значений тока магнетрона (от 0,4 до 0,7 А в каждом канале) было получено четыре образца с покрытием из нитрида ниобия. Дополнительно, при токе 0,5 А был осажден образец с покрытием из нитрида ниобия без промежуточного слоя из нитрида титана.

Параметры кристаллической структуры образцов с покрытием из нитрида ниобия были установлены с использованием рентгеноструктурного метода. Результаты определения межплоскостных расстояний и параметров г.ц.к. решетки для δ_1-фазы NbN, найденные из обработки полученных дифрактограмм, представлены в таблице 2.

Табл. 2. Параметры кристаллической структуры δ_1-фазы NbN

№	Ток, А	d_{111}	d_{200}	d_{220}	d_{311}	d_{222}	a_{111}	a_{200}	a_{220}	a_{311}	a_{222}	$a_{ср.}$
2-1	0,7	2,515	2,184	1,541	1,314	1,261	4,356	4,368	4,358	4,358	4,368	4,361
2-2	0,6	2,527	2,196	1,549	1,321	1,265	4,377	4,380	4,381	4,381	4,382	4,381
2-3	0,5	2,538	2,196	1,553	1,324	1,268	4,393	4,392	4,392	4,391	4,392	4,392
2-4	0,4	2,532	2,198	1,553	1,324	1,267	4,386	4,396	4,393	4,391	4,389	4,391
2-5	0,5	2,532	2,198	1,554	1,324	1,267	4,386	4,396	4,395	4,391	4,389	4,392

Из таблицы 2 видно, что в покрытии, полученном при уменьшении тока магнетронов от 0,7 А до 0,5 А, средний параметр решетки увеличивается от 4,361 Å до 4,392 Å, и становится равным табличному значению параметра решетки – 4,394 Å. При дальнейшем уменьшении тока магнетронов до 0,4 А в решетке покрытия образуются искажения, хотя среднее значение параметра решетки остается прежним.

При оптимальном значении тока, равном 0,5 А, на ленточную подложку нанесен слой нитрида ниобия без промежуточного слоя нитрида титана. Кристаллическая решетка покрытия для этого образца (2-5) существенно искажена. Отклонение параметра решетки от его табличного значения в несколько раз больше по сравнению с аналогичным разбросом значений этого параметра для решетки нитрида ниобия, осажденного с промежуточным слоем из нитрида титана.

Экспериментальные результаты показывают влияние кристаллической структуры подложки на формирование решетки осаждаемого на подложку материала. Совпадение направлений роста (111) для δ-TiN и (200) для δ_1-NbN, а также близкие значения параметров кубических решеток этих модификаций способствуют получению сверхпроводящего покрытия с неискаженной решеткой. Это дает основание допустить, что в начальный момент синтеза на решетке промежуточного слоя нитрида титана возможно осаждение слоя нитрида ниобия по типу эпитаксиального роста.

Структура сверхпроводящего покрытия оказалась не столь критичной к использованию напряжения смещения. При нулевом потенциале смещения были приготовлены три образца с покрытием из δ_1-фазы нитрида ниобия при токах мишеней 0,5, 0,4 и 0,3 А в каждом канале. Результаты рентгенографических исследований образцов с покрытиями из δ_1-NbN, осажденными при нулевом потенциале, приведены в таблице 3.

Табл. 3. Параметры кристаллической структуры δ_1-фазы NbN.

№	I, А	d_{111}	d_{200}	d_{220}	d_{311}	d_{222}	a_{111}	a_{200}	a_{220}	a_{311}	a_{222}	$a_{ср.}$
2-6	0,5	2,515	2,184	1,541	1,315	1,264	4,356	4,368	4,359	4,361	4,379	4,365 ± 0,007
2-7	0,4	2,532	2,188	1,549	1,321	1,266	4,386	4,376	4,381	4,381	4,386	4,382 ± 0,003
2-8	0,3	2,538	2,196	1,553	1,325	1,268	4,396	4,392	4,393	4,395	4,392	4,394 ± 0,002

Данные таблицы 3 показывают, что при изменении тока магнетронов от 0,5 А до 0,3 А средний параметр решетки увеличивается от 4,379 Å до 4,394 Å, последняя величина точно совпадает с табличным значением. При этом решетка, сформированная при токе 0,3 А, практически не имеет искажений (рис. 6). Этот режим формирования сверхпроводящих покрытий наиболее экономичный, простой и является оптимальным при получении длинных ленточных сверхпроводников.

Образцы 2-3 и 2-8, приготовленные при разных потенциалах смещения и имеющие наилучшее соответствие параметров решетки табличному значению, были подвергнуты отжигу при температуре 300 ^{o}C в течение 64 часов в вакууме при остаточном давлении $3 \cdot 10^{-6}$ торр. В таблице 4 приведены результаты рентгенографических исследований влияния длительного отжига на решетку нитрида ниобия.

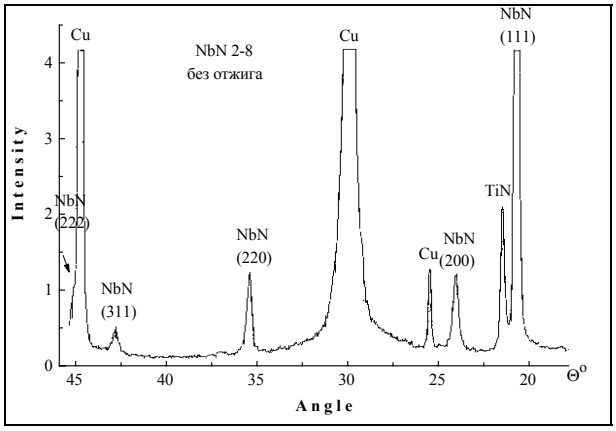


Рис. 6. Дифрактограмма покрытия из δ_1-NbN, с неискаженной г.ц.к. решеткой, I = 0,3 А, $U_{см.} = 0$.

Табл. 4. Параметры решетки δ_1-фазы NbN после длительного отжига в вакууме.

№	d_{111}	d_{200}	d_{220}	d_{311}	d_{222}	a_{111}	a_{200}	a_{220}	a_{311}	a_{222}	$a_{ср.}$
2-3	2,527	2,179	1,548	1,319	1,263	4,377	4,358	4,378	4,375	4,375	4,373 ±0,006
2-8	2,521	2,184	1,544	1,315	1,259	4,366	4,368	4,367	4,361	4,361	4,365 ±0,003

Из данных таблицы 4 видно, что в процессе отжига при относительно низкой температуре, но при достаточно длительной выдержке в высоком вакууме происходит уменьшение параметра решетки, которое сопровождается значительным искажением симметрии г.ц.к. решетки. Очевидно, это связано с удалением из решетки атомов аргона, которые играли в ней стабилизирующую роль.

Получение покрытий стехиометрического состава с табличными параметрами решеток непосредственно в процессе осаждения позволяет отказаться от необходимости проведения нормализующих термических отжигов. Как показывают данные таблицы 4, нагрев ленточных сверхпроводников при формировании покрытий не всегда приводит к положительным результатам.

Таким образом, полученные экспериментальные результаты показывают, что совместное использование магнетронных распылителей с изолированными катодными узлами для нанесения многослойных покрытий сверхпроводника позволяет существенно увеличить длину несущей ленты, сократить время формирования слоев, обеспечить стехиометрический состав синтезируемых материалов и резко снизить рассеяние мощности.

Установлено влияние кристаллической структуры подложки на формирование решетки осаждаемого на подложку материала. Совпадение направлений роста (111) для вспомогательного слоя δ-TiN и (200) для δ_1-NbN, а также близкие значения параметров кубических решеток этих модификаций способствуют получению сверхпроводящего покрытия с неискаженной решеткой. Это дает основание допустить, что в начальный момент синтеза на решетке нитрида титана возможно осаждение слоя нитрида ниобия по типу эпитаксиального роста.

Нанесение покрытий стехиометрического состава с табличными параметрами решеток непосредственно в процессе осаждения позволяет отказаться от необходимости проведения нормализующих термических отжигов, которые могут внести искажения в кристаллическую структуру.

Литература

1. Bhushan M. Analysis of reactive sputtering mechanisms for NbN film deposition. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1987. Vol. 5. # 5. P. 2829-2835.
2. Бидзиньски Я., Гольман Е.К., Зайцев А.Г., Козырев А.Б., Ушаков С.Н. Сверхпроводящие свойства пленок NbN, полученных на слюде. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 16. С. 73-75.
3. Тулеушев А.Ж., Володин В.Н., Тулеушев Ю.Ж., Лисицын В.Н., Ким С.Н. Ионно-плазменное оборудование основных и вспомогательных процессов в технологиях изготовления пленочных материалов. // Тез. док. Пятого всерос. семинара "Пробл. теорет. и прикл. электрон. и ион. оптики". 2001. С. 54-56.
4. Структура и свойства металлов и сплавов. / Справочник. / Барабаш О.М., Коваль Ю.Н. Кристал. структура металлов и сплавов. Киев: Наук. думка. 1986. 600 с.

ТАСПАЛЫҚ АСҚЫНӨТКІЗГІШТЕРДІ ҚАЛЫПТАСТЫРУ ПРОЦЕСТЕРІ

А.Ж. Тулеушев, В.Н. Лисицын, Ю.Ж. Тулеушев, В.Н. Володин, С.Н. Ким

Ядролық физика институты

Магнетрондық тәсілмен қалыптастырып алынған асқынөткізуші жабынды торының параметрлеріне төсеніштің кристалдық құрылымының әсері белгіленген. Көпқабатты асқынөткізгіш қалыптасуының оңтайландырылған процестері әзірленген, бұлар жабындылардың тұну уақытын қысқартуға және бірыңғайлаушы жылумен жасытудан бас тартуға мүмкіндік берді. Өнеркәсіптік магниттер орауыштарын дайындау үшін қажетті мөлшерге дейін таспалық асқынөткізгіштің ұзындығын ұзартуды қамтамасыз етуші техникалық шешімдер ұсынылған.

PROCESSES OF RIBBON SUPERCONDUCTORS FORMATION

A.Zh. Tuleushev, V.N.Lisitsyn, V.N. Volodin, Yu.Zh. Tuleushev,

Institute of Nuclear Physics, National Nuclear Center, Almaty, Republic of Kazakhstan

The influence of crystal structure of substrate on parameters of superconducting covering lattice, formed by magnetron method, is set. The optimized forming processes of multi-layer superconductor are designed, which allowed reducing time of coverings thickening and refusing from normalizing thermal annealing. The technical decisions, providing the length increase of ribbon superconductor up to value, which is necessary for making of coils of industrial magnets, have been proposed.

УДК 539.21:539.12.04

МОДЕЛИРОВАНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ И КАСКАДНО – ВЕРОЯТНОСТНЫХ ФУНКЦИЙ В МЕТАЛЛАХ В (n,p) И (n,α) – РЕАКЦИЯХ

Купчишин А.И., Купчишин А.А., Шмыгалева Т.А., Тамбовцева Л.Д.

Учебно-научный физико-технологический центр, Алматы

Разработана каскадно – вероятностная модель генерации радиационных дефектов в металлах, облученных реакторными нейтронами в (n,p) и (n, α) – реакциях. Суть физической модели заключается в том, что весь процесс радиационного дефектообразования разбивается для данного случая на четыре этапа.

На первом этапе созданы основы физической, затем математической модели генерации дефектов в металлах, непосредственно образованных при нейтронном облучении. Рассчитываются (или берутся ранее полученные) каскадно – вероятностные функции для нейтронов (простейшая или обобщенная КВФ)[1].

Реакторные нейтроны, проходя через вещество, взаимодействуют с ним и образуют, в частности, протоны или α- частицы. При этом для нейтронов рассчитывается вероятность того, что нейтрон с энергией E_0 достигнет глубины h после n -го взаимодействия.

В зависимости от энергии нейтрона и типа материала может использоваться одна из следующих формул для каскадно – вероятностной функции:

$$\psi_n(h',h'',E_0,\theta)=\left(\frac{h''-h'}{\lambda\cos(\theta)}\right)^n\frac{1}{n!}\exp\left(-\frac{h''-h'}{\lambda\cos(\theta)}\right), \quad (1)$$

$$\psi_n(h',h'',E_0,E_1,\alpha_0-\alpha_i)=\sum_{\gamma=0}^{n}\frac{\alpha_n\alpha_\gamma^n}{(\alpha_0-\alpha_i)}\exp\left(-\frac{h''-h'}{\alpha_i}\right), \quad (2)$$

где $\alpha_i=\lambda_i\cos\theta_i$, λ_i и θ_i - пробег и угол вылета протона (α- частицы) относительно вертикали после n-го взаимодействия нейтрона [2].

Выражение (1) применяется только для случая, когда λ= const u θ=const, т. е. после соударения направление движения нейтрона сохраняется, а пробег (интегральное поперечное сечение взаимодействия) остается постоянным.

Формула (2) используется тогда, когда после каждого столкновения пробег λ_i и угол вылета θ_i нейтрона меняются по определенному закону (определяется дифференциальным сечением взаимодействия).

На втором этапе процесса образованный протон (или α- частица) с энергией E_1 на глубине h" под углом θ_i к вертикали, проходя через материал, образует первично –выбитый атом с энергией E_2.

Каскадно – вероятностная функция для протонов и α- частиц выбрана нами в виде :

$$\psi_p(h',h,E_1)=\frac{1}{m!\lambda_0^{\,m}}\left(\frac{E_1-kh''}{E_1-kh}\right)^l\exp\left(\frac{h-h''}{\lambda_0}\right)\times$$
$$\times\left[h-h'-\frac{Ln\left(\frac{E_1-kh'}{E_1-kh}\right)}{ak}\right], \quad (3)$$

где h и h"- глубины генерации и регистрации протона, k- коэффициент удельных потерь энергии [3].

Общее выражение для КВ – функции для нейтронов в (n,p) и (n,α) реакциях представляется как произведение $\psi_n(h',h'',E_0,\theta)$ и $\psi_p(h'',h,E_1)$, т.е.:

$$\Psi_{np}(h',h'',h,E_0,E_1,\alpha_0\div\alpha_i)=$$
$$=\Psi_n(h',h'',E_0,E_1,\alpha_0\div\alpha_i)\cdot\Psi_p(h'',h,E_1), \quad (4)$$

где $\psi_n(h',h'',E_0,E_1,\alpha_0-\alpha_i)$ - каскадно-вероятностная функция для нейтронов,

$\psi_p(h',h'',E_1)$ -КВФ для протонов (α-частиц).

Разработан алгоритм расчета каскадно – вероятностной функции для нейтронов в (n,p) реакциях в интервале энергий 0-20 МэВ для конструкционных материалов Fe и Ni. Выбраны параметры расчета, интегральные и дифференциальные сечения. Проведена работа по анализу поведения КВФ для нейтронов. Показано, что в интервале числа взаимодействий i=0÷10 расчеты КВФ можно производить с использованием простейших алгоритмов. При i>10 необходимо применять специализированные методы и приемы.

Общее выражение для КВФ для протонов и альфа- частиц при численных расчетах представлено в виде:

$$\psi_n(h',h,E_0)=\exp\left(-n\ln(\lambda_0)-\ln n!-\frac{1}{\lambda_0 ak}\ln\left(\frac{E_0-kh'}{E_0-kh}\right)-\right.$$
$$\left.-\frac{h-h'}{\lambda_0}+n\ln\left(h-h'+\frac{1}{ak}\ln\left(\frac{E_0-kh'}{E_0-kh}\right)\right)\right) \quad (5)$$

Для расчета КВФ на ЭВМ необходимо выбрать параметры элементарного акта, поэтому нами были проведены работы по анализу экспериментальных

данных по интегральным $\sigma(E_1)$ и дифференциальным $\{d\sigma(E_1,E_2)\}/dE_2$ сечениям взаимодействия нейтронов с реакторными материалами с образованием вторичных протонов и α - частиц, а также с образованием первично-выбитых атомов в таких реакциях. Показано, что в (n,p) и в (n, α) реакциях ядра отдачи получают значительную долю энергии и являются родоначальниками атом-атомных каскадов в веществе. Вместе с электронной оболочкой они образуют первично-выбитые атомы.

При образовании вторичных протонов элемент X^A_Z превращается в элемент X^A_{Z-1}.

При этом образующееся ядро может находиться в возбужденном состоянии. Рассмотрены экзотермические реакции с образованием атомов отдачи X^A_{Z-1} - вторичных протонов.

Аналогично рассмотрены ядерные реакции с образованием вторичных α- частиц и ядер отдачи. Показано, что эти реакции происходят эффективно в интервале энергий нейтронов 0,5 - 20 МэВ.

Рассмотрим кинематические аспекты генерации радиационных дефектов в (n,p) и (n, α) реакциях. Применим законы сохранения энергии для этих реакций:

1. Закон сохранения энергии: $E_n=E_я+E_p$, где E_n- энергия нейтрона, $E_я$ - энергия ядра отдачи, E_p - энергия протона.
2. Закон сохранения импульса: $p_n+p_я+p_p=0$, $p_n, p_я, p_p$ -импульсы нейтрона, ядра и протона соответственно.

Аналогично записываются законы сохранения и дифференциальные сечения радиационного дефектообразования в (n, α) реакциях.

На основе анализа экспериментальных и теоретических работ по дифференциальным и интегральным сечениям радиационного дефектообразования в (n, p) и (n,α) реакциях выбраны конкретные зависимости $\sigma(E_1)$ и $\{d\sigma (E_1, E_2)\}/dE_2$ в виде параболы, кубического четырехчленна и гауссианы [4,5]. Проанализированы экспериментальные данные для их аппроксимации простыми интегрируемыми аналитическими выражениями, удобными для численных расчетов для ряда реакторных конструкционных материалов (Fe и др.). Произведены оценки значений дифференциальных и интегральных сечений генерации радиационных дефектов в сравнении с аналогичными величинами в упругом и неупругом каналах ядерных реакций.

Разработан алгоритм расчета дифференциальных и интегральных сечений в элементарном акте для случая (n,p) и в (n, α) реакций для ряда конструкционных металлов (железо и др.). На рис.1 приведена зависимость интегрального сечения от энергии (точки – эксперимент, сплошная кривая – теоретический расчет с использованием кубического четырехчлена). Как видно из рисунка аппроксимация неплохо описывает эксперимент.

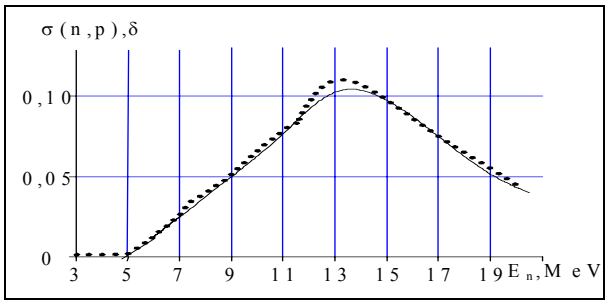


Рис.1 Зависимость σ(n,p) от E_n: •-эксперимент, -- -аппроксимация.

На рис.2-5. Приведены КВФ для протонов и альфа –частиц, образованных нейтронами и рассчитанных по формулам (3) и (5). Видно, что с увеличением глубины проникновения КВФ сначала возрастает затем убывает. С увеличением числа взаимодействия наблюдается та же самая картина.

На третьем этапе, первично –выбитые атомы, образуют вторично - выбитые атомы и т.д., т.е. формируется атом –атомный каскад. В конечном счете, ПВА генерируют каскадные области, насыщенные вакансиями. При этом выбитые атомы, потерявшие энергию до значений <25эВ, выносятся на периферию каскада. Энергетический спектр ПВА записывается в виде:

$$W\left(E_0,E_2,h\right)=\sum_{n=n_0}^{n_1}\int_{h-k\lambda_2}^{h}\Psi_{np}(h',h'',h,E_0,E_1,\alpha_0\div\alpha_i)\exp\left(-\frac{h-h'}{\lambda_2}\right)\frac{w\left(E_1,E_2,h'\right)dh'}{\lambda_1(h')\lambda_2}, \qquad (6)$$

На четвертом этапе, в результате диффузионных процессов происходит частичная рекомбинация вакансий с междоузельными атомами, а диффузия и закрепление междоузельных атомов идет на дислокациях.

Зная энергетический спектр ПВА, не трудно рассчитать концентрацию вакансионных кластеров (каскадных областей) в (n,p) и (n,α) реакциях с учетом зоны спонтанной рекомбинации (вводится минимальная энергия ПВА на образования вакансионного кластера, E_c).

$$C_k\left(E_0,h\right)=\frac{E_d}{E_c}\frac{E_{2\max}-E_c}{E_{2\max}-E_d}\sum_{n=n_0}^{n_1}\int_{h-k\lambda_2}^{h}\Psi_{np}(h',h'',h,E_0,E_1,\alpha_0\div\alpha_i)\exp\left(-\frac{h-h'}{\lambda_2}\right)\frac{dh'}{\lambda_1(h')\lambda_2}. \qquad (7)$$

Таким образом в работе разработаны основы новой физической модели образования радиационных дефектов в металлах, облученных нейтронами в (n,p) и (n,α) реакциях.

Литература

1. Купчишин А.И., Купчишин А.А., Сарсенбинов Ш.Ш. Генерация радиационных дефектов в (n,p) и (n,α) реакциях. Тезисы 31 Международной конференции по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М., 2001, с146.
2. Боос Э.Г., Купчишин А.И. Решение физических задач каскадно-вероятностным методом. Алма-Ата, изд. Наука, 1988, г. 1-112с, г. 2-144с.
3. Купчишин А.И., Купчишин А.А., Шмыгалева Т.А. Математическое моделирование каскадно-вероятностных функций для заряженных частиц. Алматы, изд. АГУ им. Абая, ФТЦ, 1998. 126с.
4. Купчишин А.А., Купчишин А.И. Расчеты сечений радиационного дефектообразования в реакторных материалах в (n,p) и в (n, α) реакциях. Тезисы 3 Международной конференции " Ядерная и радиационная физика", Алматы, ИЯФ НЯЦ РК, С.346.
5. Купчишин А.А., Купчишин А.И., Стусик Г. Особенности аппроксимации энергетических спектров реакторных нейтронов при моделировании радиационных дефектов на ЭВМ. Тезисы 3 Международной конференции " Ядерная и радиационная физика", Алматы, ИЯФ НЯЦ РК, С,326.

РАДИАЦИЯЛЫҚ КЕМІСТІКТЕРДІ МОДЕЛЬДЕУ ЖӘНЕ (n,p) ЖӘНЕ (n,α) РЕАКЦИЯЛАРЫНДА МЕТАЛДАРДАҒЫ КАСКАДТЫ ЫҚТИМАЛДЫҚ ФУНКЦИЯЛАРЫН МОДЕЛЬДЕУ

А.И. Купчишин, А.А. Купчишин, Т.А.Шмыгалева, Л.Д. Тамбовцева

Ғылыми-білім алу физика- технологиялық орталығы, Алматы каласы

Металдарда радиациялық кемістіктерді өндіру, (n,p) және (n,α) реакцияларда реакторлық нейтрондармен сәулелендіргенде каскадты-ықтималдық моделі әзірленді. Радиациялық кемістіктің пайда болуы, осы жағдайда, төрт сатыға бөлінген. Осы процесс модельдің физикалық мағынасын қорсетеді.

MODELING OF RADIATION DEFECTS AND CASCADE-PROBABILISTIC FUNCTIONS IN METALS IN (n,p) AND (n,α) – REACTIONS

A.I. Kupchishin, A.A. Kupchishin, T.A.Shmygaleva, L.D. Tambovtseva

Educational-scientific physics and technology center, Almaty

There was designed a cascade-probabilistic model of radiation defect generation in metals irradiated with reactor neutrons in (n,p) and (n,α) – reactions. The idea of the physical model is in the following: all the process of radiation defect generation is divided into 4 stages for a given case.

УДК 669.15; 621.78; 548.291

ВЛИЯНИЕ ДЕФОРМАЦИИ НА ФОРМИРОВАНИЕ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ПЕТЕЛЬ И МЕЛКОДИСПЕРСНЫХ ФАЗ В НЕРЖАВЕЮЩИХ СТАЛЯХ, ЛЕГИРОВАННЫХ ГЕЛИЕМ

Уткелбаев Б.Д.

Институт атомной энергии

Проведено электронномикроскопическое исследование влияния деформации на развитие дислокационных петель и формирование гелий-стимулированных мелкодисперсных частиц в аустенитных нержавеющих сталях 0Х16Н15М3Б и 0Х16Н15М3Т. Исследование показало, что при деформациях выше 1 % развитие дислокационных петель подавляется полностью. Однако, такая же деформация необлученной стали приводит к выделению таких же частиц мелкодисперсной фазы, как в материале, легированном гелием.

В работах [1,2] было показано, что термическое старение аустенитных нержавеющих сталей, легированных гелием, приводит к интенсивному формированию в них мелкодисперсных фаз. Доказано, что это непосредственно связано с особенностями развития радиационных дефектов в виде дислокационных петель [3,4]. Было показано, что частицы мелкодисперсной фазы зарождаются в области ядра и на дефектах упаковки дислокационных петель Франка. Было также замечено, что эволюция дислокационных петель при термической обработке нержавеющих сталей с гелием в значительной мере зависит от состояния материала [5]. Наиболее интенсивное формирование дислокационных петель наблюдается в сталях после их легирования гелием в аустенизированном состоянии. Однако было не ясно как влияет предварительная деформация на развитие микроструктуры стали с гелием. В настоящей статье приводятся результаты изучения влияния холодной деформации на эволюцию микроструктуры нержавеющих сталей 0Х16Н15М3Б и 0Х16Н15М3Т с гелием в процессе при их послерадиационной термической обработке.

Для исследования были выбраны аустенитные нержавеющие стали типа 0Х16Н15М3Б и 0Х16Н15М3Т, которые до легирования гелием (и деформации) аустенизоровались при температуре 1050°С в течение 0,5 ч. Легирование образцов сталей гелием осуществлялось путем их облучения альфа-частицами с начальной энергией 29 МэВ при температуре меньше 100°С. Для получение небольшой деформации использовались образцы для механических испытаний, имеющие рабочую часть конической формы. Растяжение таких образцов позволило получить непрерывное изменение степени деформации в них от 0 до 8-10%. Образцы деформировались при комнатной температуре. Точное значение степени деформации материала определялась по данным измерения расстояний между параллельными штрихами, нанесенными на поверхность образца до растяжения. Также исследовались образцы сталей, деформированные на 20%.

На Рис.1а приведена микроструктура стали 0Х16Н15М3Б после легирования гелием до концентрации 1×10^{-2} ат.% и термического старения при температуре 800°С в течение 3 часов. Видно, что имеющиеся в материале дислокации декорированы мелкодисперсными частицами. Эти частицы представляли собой карбонитрид ниобия. Аналогичная картина наблюдалась после термического старения необлученной стали, предварительно деформированной на 1% (Рис.1б). Идентификация частиц мелкодисперсной фазы в этих образцах показала, что в этом случае также выделяются частицы карбонитрида ниобия (Рис.2). Таким образом, на основании этих данных можно сделать важный вывод о том, что легирование гелием и предварительная холодная деформация на 1% приводит к одному и тому же результату: выделению мелкодисперсных частиц карбонитрида ниобия с близкой морфологией. Очевидно, что это связано с особенностями развития дислокационной структуры.

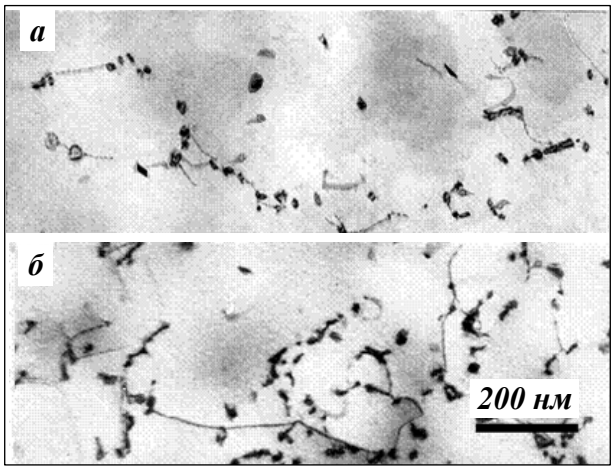


Рис.1. Микроструктура аустенитной нержавеющей стали 0Х16Н15М3Б: а – после легирования гелием до концентрации 1×10^{-2} ат.% и старения при температуре 800°С в течение 3 часов [3,4], б – без гелия (необлученная) после холодной деформации на 1 % и термического старения при 700°С в течение 1000 часов.

Наиболее интенсивное формирование дислокационных петель в сталях, легированных гелием, наблюдается, когда материал облучался в аустенизированном состоянии (Рис.3а). Плотность наблюдаемых дислокационных петель (петель Франка) в стали 0Х16Н15М3Б, легированной гелием

до концентрации 1×10^{-2} ат.%, составила 2×10^{20} м$^{-3}$. Оказалось, что даже небольшая деформация легированного материала на 1 % приводит к значительному подавлению процесса формирования дислокационных петель в процессе его послерадиационной термообработки. Плотность дислокации при этом составила 1×10^{17} м$^{-3}$, т.е. она уменьшилась приблизительно в 2000 раз. На Рис.3б приведен единственный участок во всей просматриваемой в электронном микроскопе области образца, где удалось обнаружить отдельные дислокационные петли Франка. Проведенные эксперименты показали, что подавление развития дислокационных петель происходит также и при деформировании материала до облучения.

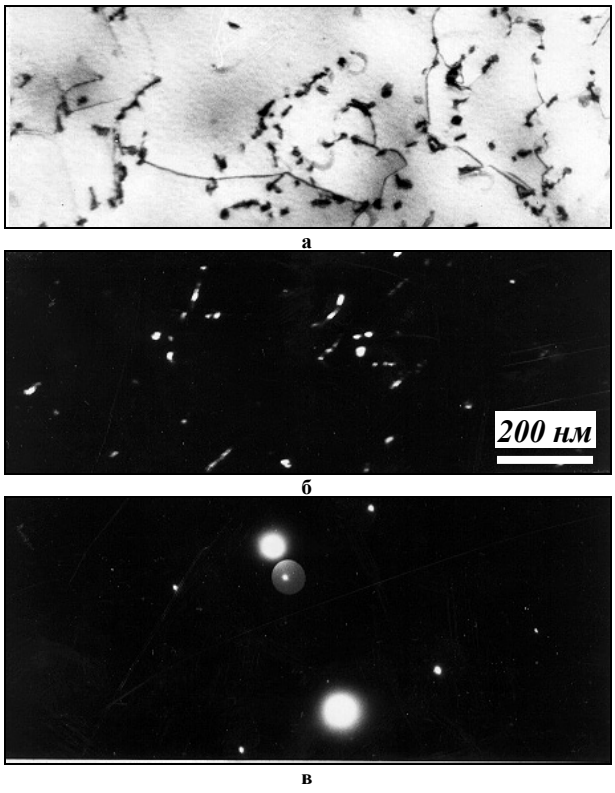


Рис.2. Данные исследования необлученной аустенитной нержавеющей стали 0Х16Н15М3Б в просвечивающем электронном микроскопе после холодной деформации на 1 % и термического старения при температуре 700 ℃ в течение 1000 часов: а – светлопольное изображение микроструктуры, б – темнопольное изображение микроструктуры участка а и в – электронограмма с указанием рефлекса в котором было получено темнопольное изображение микроструктуры (б).

На Рис.4а приведена микроструктура стали 0Х16Н15М3Т, легированной гелием до концентрации 1×10^{-2} ат.%, после отжига при температуре 800^0С в течение 15 минут. При этих условиях формируются дислокационные петли наибольшего размера. Совершенно другой характер развития микроструктуры наблюдался при отжиге данной стали, предварительно деформированной на 20%, состаренной при температуре 750^0С в течение 30 часов и легированной гелием. Легирование гелием и последующий отжиг не привели к каким-либо заметным изменениям микроструктуры стали. Дислокационные петли в материале не были обнаружены (Рис.4б). Наряду с этим в структуре стали присутствовали гелиевые пузырьки со средним диаметром 4 нм и концентрацией 9×10^{21} м$^{-3}$ (Рис.4в).

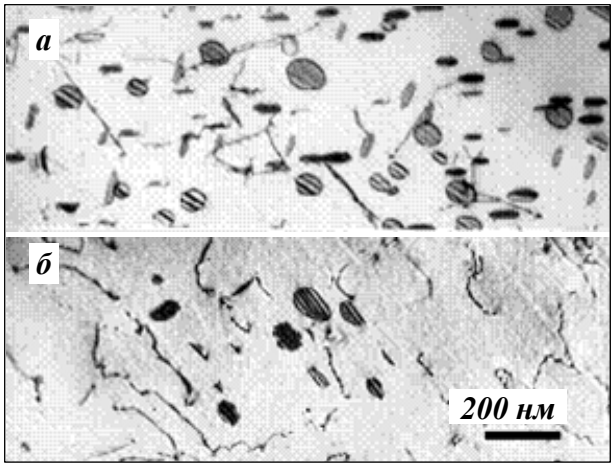


Рис.3. Микроструктура аустенитной нержавеющей стали 0Х16Н15М3Б, имплантированной гелием до концентрации 1×10^{-2} ат.% отожженной при температуре 800 ℃ в течение 2 минут: а – без деформации [3,4], б – предварительно холоднодеформированной на 1 %.

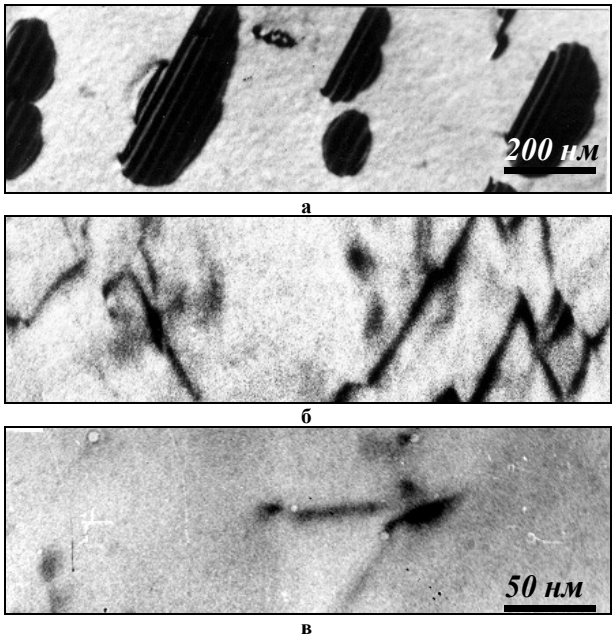


Рис.4. Микроструктура аустенитной нержавеющей стали 0Х16Н15М3Т, легированной гелием до концентрации 1×10^{-2} ат.% после отжига при температуре 800 ℃ в течение 15 мин [5]: а – без деформации, б – деформированная до облучения на 20% и состаренная при 750 в течение 30 часов и в – гелиевые пузырьки в деформированном и состаренном до облучения образце.

Следует отметить, что наличие гелиевых пузырьков после отжига материала является единственным проявлением влияния облучения на структуру стали. Эти данные свидетельствуют о том, что предварительная деформация на 20 % полностью подавляет формирование и развитие радиационных дефектов в виде дислокационных.

Анализируя развитие дислокационной структуры в материале с гелием, можно сделать вывод о том, что основное влияние гелия заключается в сохранении радиационных дефектов в виде дислокационных петель в процессе отжига материала. Выживание дислокационных петель в многокомпонентном растворе, каким является аустенитная нержавеющая сталь, при его нагреве до достаточно высоких температур создает, по-видимому, главное условие для формирования в материале мелкодисперсных частиц второй фазы. Стимулирующее влияние гелия на процесс формирования мелкодисперсных фаз заключается преимущественно в создании дислокаций, т.е. гелий играет косвенную роль. По-видимому, дислокации, создаваемые при деформировании материала на 1%, выполняют ту же роль, что и дислокационных петель в образцах с гелием. Поэтому термическое старение деформированного необлученного материала приводит к такому же выделению мелкодисперсных фаз, как и в образцах с гелием.

Литература

1. Уткелбаев Б.Д., Ждан Г.Т., Сукуров Б.М. Атомная энергия. 1990, том 69, с.294.
2. Sh.Sh. lbragimov, V.F. Reutov, B.D. Utkelbayev and S.P. Vagin. Radiation Effects. 97 (1986) 149.
3. Реутов В.Ф., Уткелбаев Б.Д., Вагин С.П., Ждан Г.Т. Атомная энергия. 1990, том 69, с.140.
4. B.D. Utkelbayev, V.F. Reutov and G.T. Zhdan, Physics of Metals and Metallography. 75 (1993) 309.
5. S.P. Vagin, B.D. Utkelbayev, P.V. Chakrov, Journal of Nuclear Materials. 233-237(1996)1168.

ДИСЛОКАЦИЯЛЫҚ ТҰЗАҚТАРДЫҢ ҚАЛЫПТАСУЫНА ЖӘНЕ ГЕЛИЙМЕН ЛЕГІРЛЕНГЕН ТОТ БАСПАЙТЫН БОЛАТТА ҰСАҚ ДИСПЕРСИЯЛЫҚ ФАЗАҒА ДЕФОРМАЦИЯНЫҢ ӘСЕРІ

Б.Д. Уткелбаев

Атом Энергиясы Институты

Дислокациялық тұзақтардың дамуына және аустениттік тот баспайтын 0Х16Н15М3Т және 0Х16Н15М3Б болаттарда гелий-ынталанған ұсақ дисперсиялық бөлшектердің қалыптастыруына деформацияның әсерінің электрондық микроскопиялық зерттеу жүргізілді. 1%-тен жоғары деформация кезінде дислокациялық тұзақтардың дамуы толық қысымға түсетінің зерттеу көрсетті. Бірақ та сәулеленбеген болаттың сондай деформациясы сондай ұсақ дисперсиялық фазада бөлшектердің шығуына әкеледі.

DEFORMATION IMPACT ON GENERATION OF DISLOCATION LOOPS AND FINE PHASES IN STAINLESS STEELS ALLOYED WITH HELIUM

B.D. Utkelbayev

Institute of Atomic Energy, National Nuclear Center, Kurchatov, Republic of Kazakhstan

Electronical-microscopical analysis was performed regarding the impact of deformation on development of dislocation loops and generation of helium-stimulated fine particles in austenitic stainless steels 0X16N15MZB and 0X16N15MZT. The research showed that at deformations higher than 1% development of dislocation loops is completely suppressed. However, the same deformation of non-irradiated steel causes release of the same particles of fine phase as in the material alloyed with helium.

УДК 669.15; 621.78; 548.291

ОСНОВНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ГЕЛИЙ-СТИМУЛИРОВАННЫХ МЕЛКОДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ В НЕРЖАВЕЮЩЕЙ СТАЛИ, ЛЕГИРОВАННОЙ ГЕЛИЕМ

Уткелбаев Б.Д.

Институт атомной энергии

Проведен анализ экспериментальных данных по изучению явления гелий-стимулированного формирования мелкодисперсных частиц второй фазы в аустенитной нержавеющей стали 0Х16Н15М3Б в процессе ее послерадиационного термического старения. Результаты исследований свидетельствуют о том, что гелий играет важную роль в изменении характера эволюции радиационных дефектов, создавая условия для формирования мелкодисперсных частиц. Показано, что при различных температурах старения возможны, по крайней мере, три механизма формирования частиц второй фазы, которые связаны с выделением частиц в области дефектов упаковки дислокационных петель Франка, ядра полных дислокационных петель и на поверхности гелиевых пузырьков.

При проведении экспериментов по отжигу нержавеющих сталей после их облучения альфа-частицами было обнаружено явление гелий-стимулированного формирования мелкодисперсных частиц второй фазы [1-5]. Изучение возможных механизмов выделения этих частиц является трудной задачей, т.к. их формирование происходит в сложных условиях одновременного развития радиационных дефектов, эволюции гелиевых комплексов, дислокационной структуры, которая была в материале до облучения и т.д. В данной статье проводится анализ экспериментальных данных по выделению гелий-стимулированных мелкодисперсных частиц второй фазы с целью выяснения основных механизмов их формирования.

Для проведения анализа использовались результаты исследования аустенитной нержавеющей стали типа 0Х16Н15М3Б, легированной атомами гелия до различных концентраций от 5×10^{-5} до 1×10^{-1} ат.% путем ее облучения альфа-частицами с начальной энергией 29 МэВ при температуре меньше 100°С на изохронном ускорителе. В процессе легирования гелием до этих концентраций в материале накапливаются радиационные повреждения от 8×10^{-5} до $1{,}5\times10^{-1}$ сна. Перед облучением образцы стали аустенизировались при температуре 1050°С в течение 0,5 ч. Послерадиационные термическое старение проводилось в вакууме при температурах 500÷1100°С в течение различного времени от 2 минут до 1000 часов. Микроструктура сталей изучалась в просвечивающих электронных микроскопах при ускоряющих напряжениях 100 и 120 КэВ в светлопольном и темнопольном режимах получения изображений микроструктуры материала. При идентификации дислокационных петель использовался метод “Inside=Outside”. Идентификация мелкодисперсных частиц проводилась электронномикроскопическим методом с использованием данных прецизионного определения параметра решетки стали, полученных с помощью рентгеновского дифрактометра.

На Рис.1 приведена микроструктура стали ОХ16Н15М3Б, легированной гелием до различной концентрации от 5×10^{-5} до 1×10^{-1} ат.% ($8\times10^{-5}\div1{,}5\times10^{-1}$ сна) и состаренной при температуре 800^0С в течение 50 ч. Видно, что присутствие гелия концентрацией в 5×10^{-5} ат.% не приводит к каким-либо изменениям микроструктуры в процессе старения стали относительно необлученного материала и формирование мелкодисперсных частиц и гелиевых пузырьков не наблюдается (рис.1а). В структуре стали, легированной гелием до концентраций $1{,}2\times10^{-3}$ ат.%, наблюдались выделения со средним размером 44 нм и плотностью 2×10^{20} м$^{-3}$ (рис.1б). В материале имелись также гелиевые пузырьки диаметром 5 нм и концентрацией 2×10^{20} м$^{-3}$. Величина плотности дислокаций в этих образцах не превышала 10^{13} м$^{-2}$. Необходимо отметить, что плотность дислокаций необлученной стали после ее аустенизации при температуре 1050°С в течение 0,5 часа составляла 1×10^{13} м$^{-2}$. Увеличение концентрации гелия до 1×10^{-2} ат.%. привело к более интенсивному формированию мелкодисперсных частиц (рис.1в). Однако средний их размер оказался меньше, чем в предыдущем случае и составил 32 нм при увеличении их плотности до 3×10^{20} м$^{-3}$. В матрице зерен, на межфазной поверхности и дислокациях наблюдались гелиевые пузырьки со средним диаметром 13 нм и концентрацией 1×10^{21} м$^{-3}$. Плотность дислокаций имела несколько большую величину (3×10^{13} м$^{-2}$) по сравнению с исходным ее значением. При максимальной концентрации гелия 1×10^{-1} ат.%, мелкодисперсные частицы имели средний размер 47 нм и плотность 3×10^{20} м$^{-3}$. В этих образцах наблюдалось увеличение диаметра гелиевых пузырьков до 15 нм и плотности до 2×10^{21} м$^{-3}$.

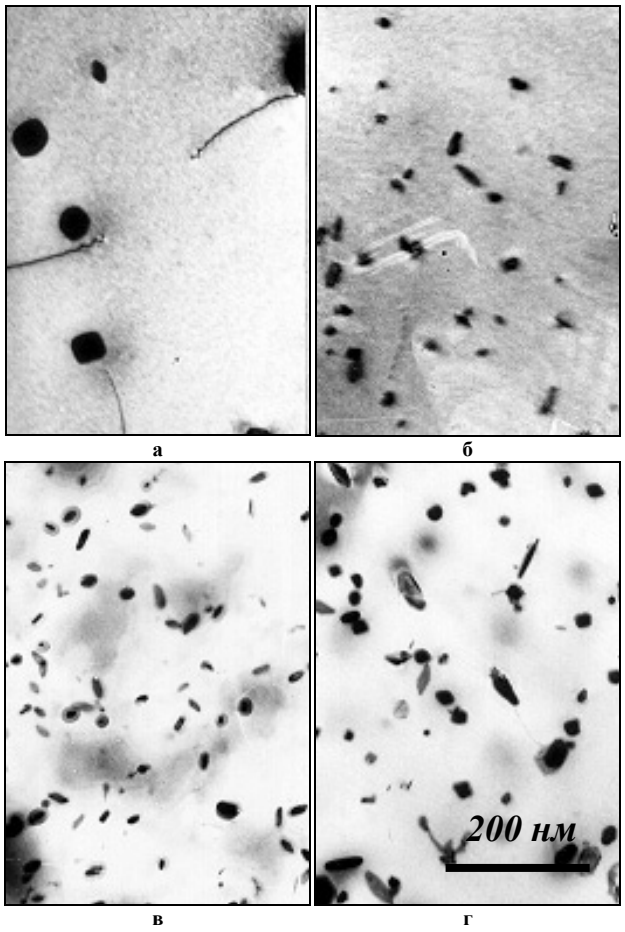


Рис.1. Формирование мелкодисперсных частиц второй фазы в аустенитной нержавеющей стали 0Х16Н15М3Б в процессе послерадиационного термического старения при 800°С в течение 50 часов после легирования гелием до концентрации [5]: а - 5×10^{-5}, б – $1{,}2\times10^{-3}$, в - 1×10^{-2}, г - 1×10^{-1} ат.%.

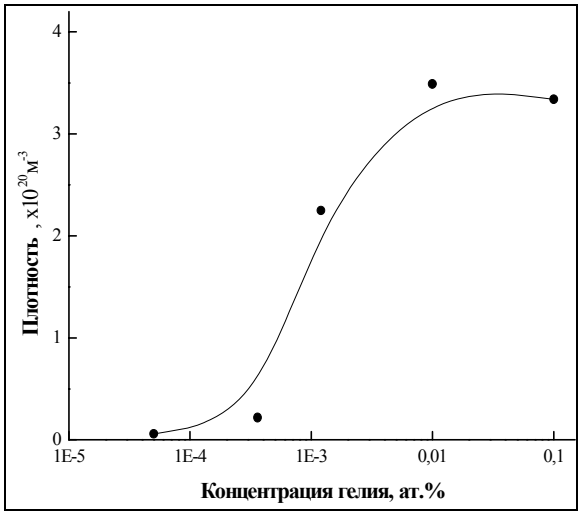


Рис.2. Изменения плотности частиц мелкодисперсных фаз в зависимости от концентрации гелия в аустенитной нержавеющей стали 0Х16Н15М3Б в процессе старения при температуре 800°С в течение 50 ч.

Таким образом, интенсивность формирования мелкодисперсных частиц непосредственно зависит от количества внедренных атомов гелия, по крайней мере, в интервале концентраций $3\times10^{-4}\div1\times10^{-2}$ ат.%. При концентрациях атомов гелия выше 10^{-2} ат.% плотность выделяемых частиц практически не изменяется (Рис.2).

На Рис.3 приведена структура стали после старения в течение 50 часов при температурах 600, 700, 800 и 900°С. При температуре старения 600°С в структуре стали формировались мелкие дислокационные петли со средним диаметром 12 нм и концентрацией -5×10^{21} м$^{-3}$ (Рис.3а). Никаких других структурных изменений в процессе старения стали, легированной гелием, по сравнению с необлученным материалом, не обнаружено. Старение образцов стали при 700°С привело к формированию в них частиц мелкодисперсной фазы со средним размером 20 нм и плотностью - 7×10^{20} м$^{-3}$ (Рис.3б). Большинство из них представляли собой частицы карбонитрида ниобия. Кроме этого, в материале наблюдались очень мелкие (< 5 нм) гелиевые пузырьки большой плотности ($>10^{21}$ м$^{-3}$). Радиационные дефекты в виде дислокационных петель не сохранились. Плотность дислокаций в этих образцах составляла величину $\sim10^{13}$ м$^{-2}$. При повышении температуры старения стали до 800°С (Рис.3в) наблюдалось увеличение среднего размера частиц второй фазы (32 нм) и уменьшение их плотности (3×10^{20} м$^{-3}$). В матрице зерен стали присутствовали гелиевые пузырьки со средним диаметром 13 нм и концентрацией 1×10^{21} м$^{-3}$. Плотность дислокаций составила 3×10^{13} м$^{-2}$. В материале, состаренном при температуре 900°С, наблюдались относительно крупные частицы карбонитрида ниобия со средним размером 80 нм и плотностью $0{,}5\times10^{20}$ м$^{-3}$ (Рис.3). Гелиевые пузырьки, имеющие средний диаметр 24 нм и концентрацию 3×10^{20} м$^{-3}$, располагались преимущественно на межфазной поверхности и на дислокациях. Плотность дислокаций составила около 2×10^{13} м$^{-2}$. Практически все наблюдаемые мелкодисперсные частицы имели глобулярную форму. Также наблюдались в небольшом количестве и пруткообразные частицы.

С целью изучения кинетики формирования мелкодисперсных фаз аустенизированные образцы стали ОХ16Н15М3Б, равномерно легированные атомами гелия до концентрации 1×10^{-2} ат.%, старились при температуре 800°С в течение от 2 минут до 50 часов. После отжига в течение 2 минут в структуре стали никаких признаков выделения мелкодисперсных фаз, стимулированного наличием атомов гелия, не обнаружено. В структуре материала присутствовали междоузельные дислокационные петли Франка, средний диаметр которых составлял 88 нм (Рис.4а). Наряду с этим, в матрице зерен, а также на дислокационных петлях, наблюдались мелкие гелиевые пузырьки размером 2,5 нм и плотностью

9×10^{21} м$^{-3}$. При термической выдержке образцов в течение 20 минут, дислокационные петли укрупнились, а их средний размер составил 125 нм (Рис.4б). Некоторая их часть превратилась в полные призматические петли. Средний диаметр гелиевых пузырьков составил 3 нм, а их концентрация – 8×10^{21} м$^{-3}$. Важно отметить, что на данном этапе эволюции микроструктуры на некоторых дислокационных петлях с дефектом упаковки, и практически на всех полных петлях, наблюдались мелкие частицы размером 10 нм, концентрация которых составила 1×10^{20} м$^{-3}$. Увеличение времени термической выдержки до 36 минут привело к дальнейшему росту дислокационных петель, среднего размера которых достиг 160 нм (Рис.4в). Гелиевые пузырьки имели средний диаметр 3,3 нм, а их плотность была 6×10^{21} м$^{-3}$. Размер мелкодисперсных частиц, декорирующих дислокационные петли, практически не изменился - отмечено лишь некоторое увеличение их плотности.

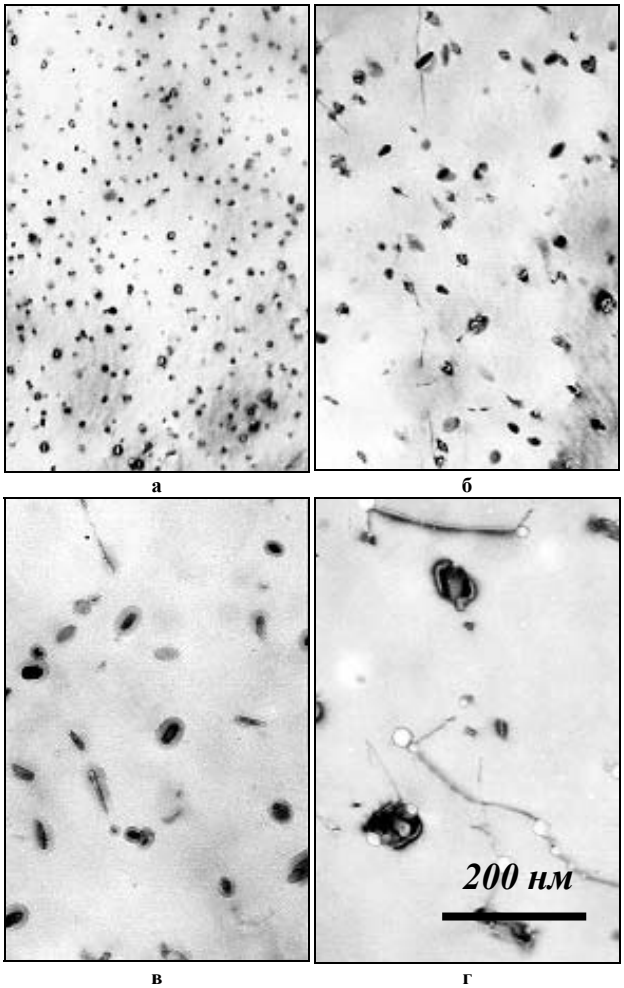


Рис. 3. Микроструктура аустенитной нержавеющей стали 0Х16Н15М3Б, легированной гелием до концентрации 1×10^{-2} ат.%, после термического старения в течение 50 часов при температурах [5]: а – 600, б – 700, в – 800, г - 900 ℃.

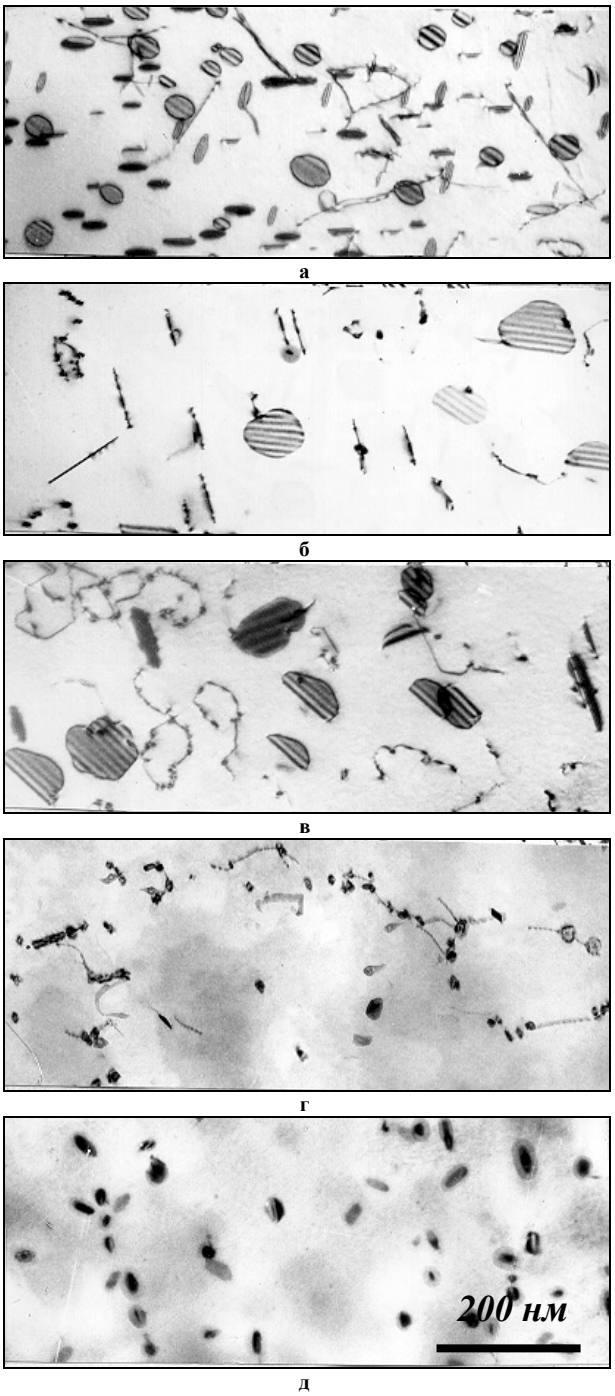


Рис. 4. Микроструктура аустенитной нержавеющей стали 0Х16Н15М3Б, легированной гелием до концентрации 1×10^{-2} ат.%, после ее старения при температуре 800 ℃ в течение [5]: а – 2 минут, б – 20 минут, в – 36 минут, г – 3 часов, д – 50 часов.

После старения стали в течение 3 часов дислокационные петли в структуре материала отсутствовали (Рис.4г). На имеющихся дислокациях наблюдались как гелиевые пузырьки, так и частицы выделений. Гелиевые пузырьки присутствовали и в матрице зерен. Концентрация пузырьков незначительно уменьшилась до 3×10^{21} м$^{-3}$ в то время, как их сред-

ний диаметр возрос до 4,6 нм. Средний размер частиц мелкодисперсных фаз увеличился и достиг 14 нм. При этом концентрация частиц практически не изменилась. Последний факт, очевидно, свидетельствует о прекращении процесса зарождения мелкодисперсных частиц. Наконец, после старения образцов стали в течение 50 часов гелиевые пузырьки имели средний диаметр 13 нм и концентрацию 1×10^{21} м$^{-3}$ (Рис.4д). При этом гелиевое распухание материала составило приблизительно 0,13%. Средний размер мелкодисперсных частиц составил 32 нм и, практически, все они были расположены на дислокациях. Зависимость изменения концентрации, среднего размера и объемной доли частиц мелкодисперсных фаз в процессе послерадиационного термического старения стали с гелием при 800°С приведены на Рис.5.

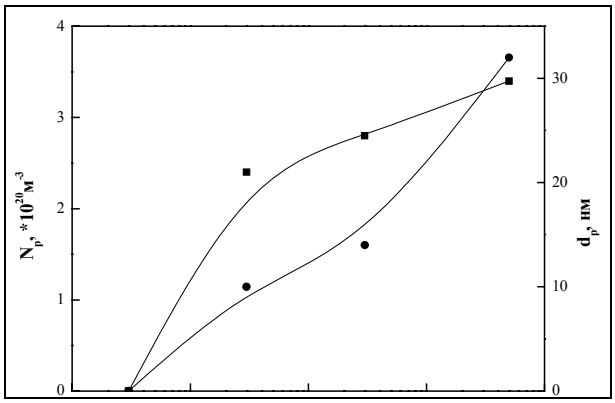


Рис.5. Изменение среднего размера (d), концентрации (N) (а) и объемной доли (ΔV/V) (б) частиц мелкодисперсных фаз в аустенитной нержавеющей стали 0Х16Н15М3Б, легированной гелием до концентрации 1×10^{-2} ат %, в процессе послерадиационного термического старения при 800 ℃

Анализируя кинетику развития дислокационной структуры исследованного материала необходимо обратить внимание на характер отжига радиационных дефектов в материале с гелием. Эффект гелия заключается в том, что он способствует сохранению радиационных дефектов в виде дислокационных петель в процессе облучения и отжига материала. Выживание дислокационных петель в многокомпонентном растворе, каким является аустенитная нержавеющая сталь, при его нагреве до достаточно высоких температур создает, по-видимому, главное условие для формирования в материале мелкодисперсных частиц второй фазы. Характерно, что отжиг дислокационных петель сопровождается замедлением процесса формирования мелкодисперсной фазы. Области полного отжига дислокационных петель и насыщение концентрации выделяемых частиц совпадают (Рис.6).

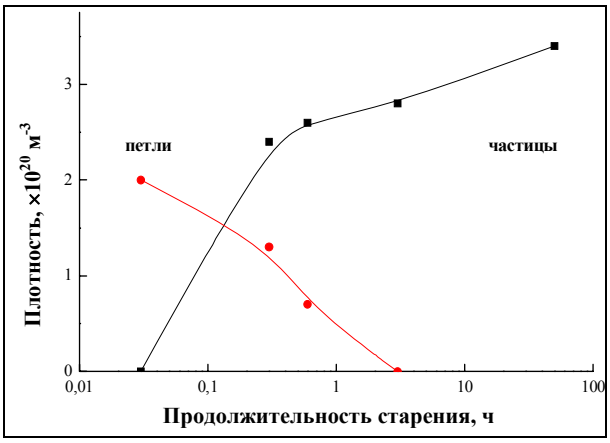


Рис.6. Изменение концентрации дислокационных петель и частиц мелкодисперсных фаз в стали 0Х16Н15М3Б, легированной гелием до концентрации 1×10^{-2} ат.%, процессе послерадиационного термического старения при температуре 800 ℃.

С целью изучения термической стабильности мелкодисперсных частиц, стимулированных присутствием гелия, проводилось более длительное старение материала при температурах 500, 600 и 700°С в течение 1000 часов. Исследовалась также структура контрольных необлученных образцов, состаренных при идентичных условиях. После старения при температуре 500°С в структуре стали с гелием наблюдались радиационные дефекты в виде дислокационных петель со средним диаметром 7 нм и плотностью 4×10^{21} м$^{-3}$ (Рис.7а). Наличие дислокационных петель в этих образцах было единственным отличием от структуры необлученного материала, претерпевшего такую же термообработку. Каких-либо признаков выделения частиц второй фазы как в облученном, так и в необлученном материале не обнаружено. В образцах стали, состаренных при 600°С, наблюдались гомогенно расположенные плоские частицы виде дисков (Рис.7б). Их средний диаметр составил 12 нм, а концентрация - 1×10^{21} м^{3}. Вблизи границ зерен и вокруг крупных выделений имелись зоны размером 150-250 нм, обедненные этими мелкодисперсными частицами. В

матрице зерен необлученного образца выделение мелкодисперсных фаз не наблюдалось (Рис.7е). Как в облученных, так и в контрольных образцах плотность дислокаций была близка к исходному ее значению. Старение материала с гелием при температуре 700°С привело к формированию преимущественно глобулярных мелкодисперсных частиц, расположенных исключительно на дислокациях (Рис.7в). Размер частиц вырос до 40 нм, а плотность их уменьшилась до $0{,}6\times10^{21}$ м$^{-3}$. Плотность дислокаций в этих образцах составила 2×10^{13} м$^{-2}$. Кроме этого, в матрице и на границах зерен, а также на дислокациях, наблюдались однородно распределенные мелкие гелиевые пузырьки со средним диаметром 4 нм и плотностью 1×10^{21} м$^{-3}$.

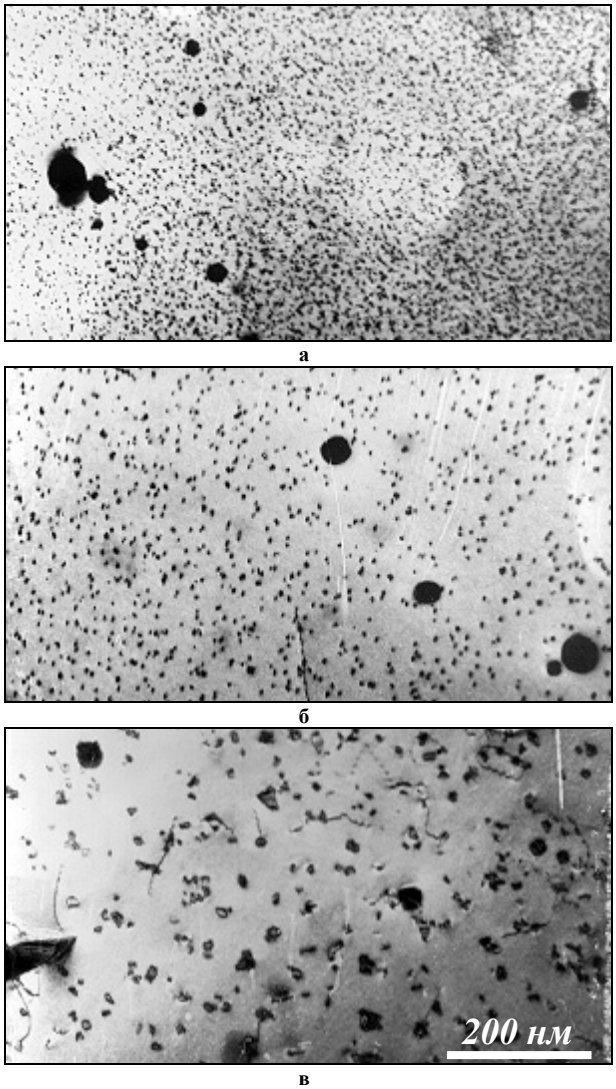


Рис.7. Микроструктура аустенитной нержавеющей стали 0Х16Н15М3Б, легированной гелием до концентрации 1×10^{-2} ат.%, после ее термического старения в течение 1000 часов при температурах: а – 500, б – 600, в – 700°С.

Необходимо отметить, что средний размер частиц после старения при температуре 700°С оказался приблизительно в 20 раз меньше, а плотность почти в 100 раз выше, чем в необлученных образцах стали. Действительно, ее аналогичное термическое старение необлученной стали в аустенизированном состоянии приводит к выделение крупных частиц [2,6,7].

Следует отметить, что характер формирования частиц мелкодисперсной фазы в процессе старении при температуре 600°С существенно отличается от выделения фаз при 700÷900°С. При 600°С формируются плоские дискообразные частицы, гомогенно расположенные в теле зерна в то время, как в остальных случаях частицы, как правило, декорируют дислокации. Это дает основание предполагать, что сегрегация примесей на дефектах упаковки петель Франка при 600°С, приводит в конечном счете к образованию плоских дискообразных частиц.

Идентификация мелкодисперсных фаз, сформированных в стали ОХ16Н15М3Б с гелием при послерадиационном ее старении, показала, что глобулярные и пластинчатый частицы имеют следующее ориентационное соотношение с матричной кристаллографической решеткой [1]:

$$\{001\}_{фазы} \,||\, \{001\}_{матрицы}$$
$$\langle 111\rangle_{фазы} \,||\, \langle 111\rangle_{матрицы.}$$

Они имеют ГЦК решетку с параметром a_0 = 0,442±0,002 нм. Величина параметра решетки матрицы стали, измеренная с помощью рентгеноского дифрактометра, составляла 0,35942±0,00002 нм. Параметр решетки идентифицируемой фазы оказался выше параметра карбида ниобия (0.445 нм) и ниже нитрида ниобия (0.438 нм). Элементный анализ частиц глобулярной формы с использованием угольной реплики (Рис.8а,б) показал присутствие в них атомов ниобия (Рис.8в). По данным идентификации частиц и результатов элементного анализа, подавляющее большинство наблюдаемых частиц гелий-стимулированной фазы были идентифицированы как частицы карбонитрида ниобия типа Nb(C,N). Исследование параметра и типа решетки, присутствующих в небольшом количестве частиц фазы прутковидной формы, не проводилось. Однако, проведенный элементный анализ таких частиц показал наличие в них атомов железа, молибдена и ниобия (Рис.8г). Соотношение интенсивности соответствующих линий оказались близкими к аналогичным данным элементного анализа фазы Лавеса. Поэтому, учитывая особенности морфологии наблюдаемых прутковидных частиц и данные элементного анализа, было сделано заключение о том, что эти частицы представляют собой интерметаллическое соединение типа $Fe_2(Mo, Nb)$.

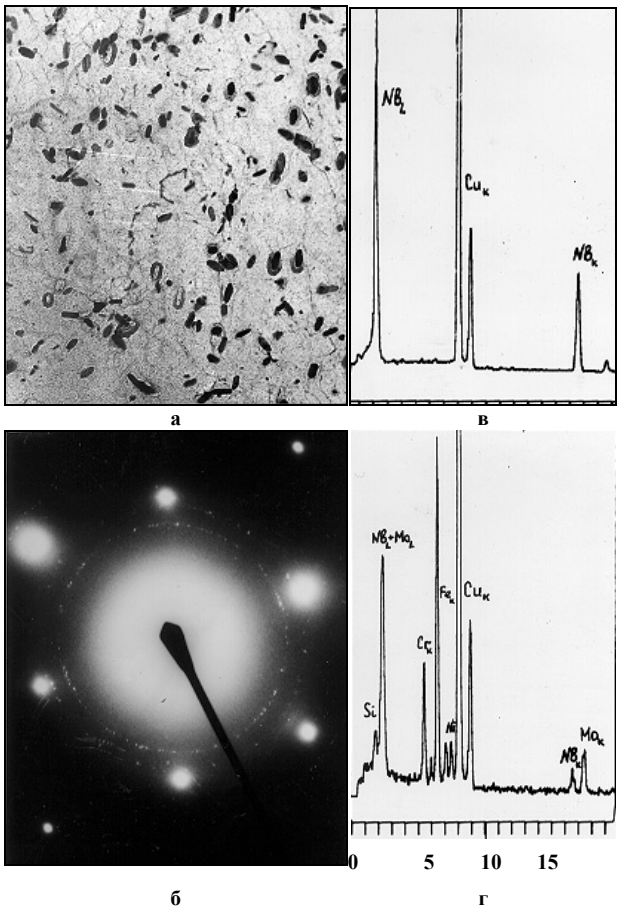


Рис.8. Данные электронномикроскопической идентификации гелий-стимулированных мелкодисперсных частиц в аустенитной нержавеющей стали 0Х16Н15М3Б: а – угольная реплика с частицами мелкодисперсной фазы, б – электронограмма с рефлексами от матрицы стали (точечные) и частиц (кольцевые), в и г – элементный состав глобулярных и пруткообразных частиц, соответственно.

При температурах отжига 1000÷1100°С в матрице зерен стали, имплантированной гелием, также имело место выделение частиц второй фазы. Однако характер их выделения в значительной мере отличался от случаев, описанных выше. Так, в процессе отжига стали при температуре 1050°С в течение 1 часа в материале образовались крупные гелиевые пузырьки со средним диаметром 100 нм и плотностью 8×10^{18} м$^{-3}$. На поверхности всех этих пузырьков наблюдались частицы второй фазы, размер которых составлял около 40 нм (Рис.9). К сожалению, идентифицировать эти частицы не удалось. Наличие комплексов "пузырек-частица" в стали свидетельствует о том, что при высоких температурах отжига поверхности гелиевых пузырьков являются преимущественными местами зарождения и роста частиц второй фазы.

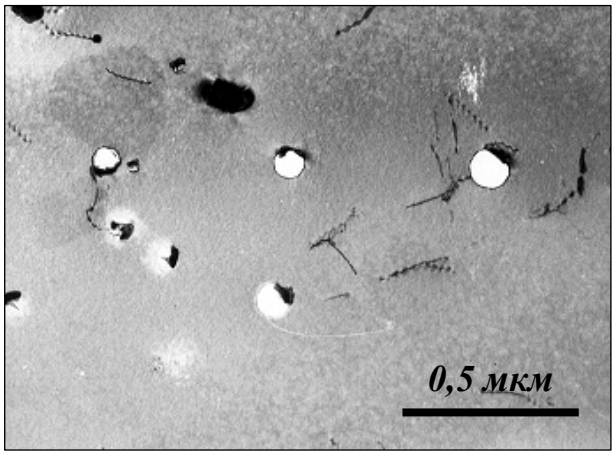


Рис. 9. Микроструктура аустенитной нержавеющей стали 0Х16Н15М3Б, легированной гелием до концентрации 1×10^{-2} ат.%, после ее отжига при температуре 1050°С в течение 1 часа.

Из всех изложенных выше результатов изучения микроструктуры аустенитной нержавеющей стали ОХ16Н15М3Б, имплантированной атомами гелия, после старения при различных температурах и временах, следует акцентировать внимание на следующих основных моментах:

- Выделение мелкодисперсных частиц происходит при концентрациях гелия, приблизительно, выше 5×10^{-2} ат.% при температурах 600÷1050°С.
- Старание при температуре 500°С в течение 1000 часов ни приводит к выделению в матрице стали частиц второй фазы; наблюдается формирование лишь радиационных дефектов в виде дислокационных петель.
- После старения стали при 600°С в течение 1000 часов в матрице зерен наблюдались гомогенно расположенные плоские частицы карбонитрида ниобия, в то время как старание при этой же температуре в течение 50 часов оказалось не достаточным для их формирования; в последнем случае в структуре стали присутствовали только дислокационные петли.
- Длительное старение стали с гелием при температуре 700°С приводит к наиболее интенсивному измельчению частиц по сравнению с необлученным материалом, где размер частиц уменьшается в 20 раз, а их плотность увеличивается в сотни раз.
- В образцах стали, состаренных при 700÷900°С, практически все частицы мелкодисперсных фаз располагались в области ядра дислокаций.
- В области температур 700÷1100°С наблюдалось формирование в стали гелиевой пористости. При температуре отжига 1050 выделение частиц второй фазы происходит на поверхности гелиевых пузырьков.

Важно отметить, что при одинаковой степени радиационного повреждения в случае облучения

протонами, нейтронами и альфа-частицами, выделение мелкодисперсных частиц наблюдалось только при старении образцов с гелием [3]. Наличие атомов гелия в материале играет, очевидно, определяющую роль в развитии микроструктуры при послерадиационном термическом старении материала.

Анализ результатов проведенных исследований позволяют выявить наиболее общие закономерности эволюции микроструктуры аустенитных материалов, имплантированных атомами гелия, в процессе их послерадиационной термообработки. Важным как с практической, так и научной точки зрения является изучение процесса распада твердого раствора в присутствии атомов инертного газа. Поэтому значительный интерес вызывает обнаруженный эффект формирования мелкодисперсных фаз в процессе термического старания материалов, предварительно легированных гелием [2,4,8]. Кроме этого было экспериментально доказано подавление формирования радиационных дефектов при облучении материала, где присутствуют гелий-стимулированные мелкодисперсные частицы [9]. Гелии, обладая свойствами инертного газа, не может непосредственно участвовать в образовании новых химических соединений. Его влияние на процесс распада твердого раствора имеет косвенный характер. Формирование мелкодисперсных фаз в материалах с гелием обусловлено главным образом изменением характера развития радиационных дефектов. Наличие атомов гелия стимулирует «выживание» радиационных дефектов в виде междоузельных дислокационных петель. По-видимому, это связано с тем, что гелий препятствует взаимодействию вакансий с комплексами междоузельных атомов, образуя гелий-вакансионные комплексы. В процессе облучения и отжига происходит одновременное, в некотором смысле консервативное, развитие междоузельных и гелий-вакансионных комплексов, которые трансформируются соответственно в дислокационные петли и гелиевые пузырьки.

Характер зарождения мелкодисперсных частиц на дислокационных петлях имеет свои особенности и зависит от температуры старения. При пониженных температурах (600÷700°C) дислокационные петли Франка при относительно небольшой их скорости роста, по-видимому, становятся местами сегрегации примесей по механизму Сузуки. При достижении концентрации примесей выше предела их растворимости на дефектах упаковки формируются плоские дискообразные частицы. Очевидно такая ситуация невозможна при средних температурах отжига (800÷900°C), когда критическая концентрация примесей не достигается вследствие превышения скорости роста дислокационных петель Франка по отношению к скорости сегрегации примесей. В этом случае предпочтительными местами зарождения частиц второй фазы являются области ядра дислокационных петель. Поверхности гелиевых пузырьков при высоких температурах отжига являются практически единственными местами сегрегации примесей, что приводит к выделению на них частиц второй фазы.

Рост дислокационных петель происходит в результате их «переползания» за счет обмена термическими вакансиями между петлями различного размера в результате их объемной диффузии. Основной движущей силой этого процесса является различие величины химического потенциала петель в зависимости от их размеров. Как гелий-вакансионные комплексы, так и частицы второй фазы могут в какой-то мере препятствовать переползанию дислокаций по механизмам, описанным в [10], и тем самым уменьшить скорость роста среднего диаметра петель. Однако наличие крупных дислокационных петель в материале является доказательством того, что факторы, препятствующие их росту, являются несущественными.

Кинетика выделения мелкодисперсных фаз в стали с гелием при средних температурах имеет свои особенности. Замечено, что петли, претерпевшие дислокационную реакцию, связанную с потерей дефектов упаковки, декорированы бóльшим количеством мелкодисперсных частиц, чем петли Франка. Известно, что растворимость примесных элементов на дефектах упаковки ГЦК-металлов выше, чем в матрице. Поэтому в процессе дислокационной реакции, в результате которой ликвидируются дефекты упаковки, примеси, содержащиеся в них, могут достаточно быстро диффундировать в области упругих искажений ядра краевой дислокации полных петель. Поэтому скачкообразный приток примесных атомов к ядру дислокационных петель приводит к интенсивному зарождению на них частиц мелкодисперсной фазы. В такой ситуации интенсивность образования зародышей выделений непосредственно связана со степенью превращения частичных дислокаций Франка в полные, что является дополнительным стимулирующим фактором формирования мелкодисперсных фаз в сталях с гелием при средних температурах старения.

Таким образом, имеющиеся экспериментальные данные позволяют достаточно хорошо представить общую картину микроструктурных изменений в аустенитной нержавеющей стали, легированной гелием, в процессе ее послерадиационной термообработки. Последовательность эволюции микроструктуры материала с гелием можно проиллюстрировать схематично, как показано на Рис.10. В процессе имплантации гелия в материале формируются радиационные дефекты и накапливаются атомы гелия. С одной стороны, при облучении и в начальной стадии послерадиационной термообработки образуются гелий-вакансионные комплексы, которые впоследствии превращаются в гелиевые пузырьки. При высоких температурах частицы второй фазы могут выделяться на поверхности раздела "пузырек-

частица". С другой стороны, образование гелий-вакансионных комплексов способствует формированию комплексов междоузельных атомов в виде дислокационных петель Франка. В процессе старения материала петли Франка могут трансформироваться в плоские мелкодисперсные частицы второй фазы. Если это не происходит, то петли Франка трансформируются в полные петли, в области ядра дислокаций которых происходит интенсивное формирование объемных мелкодисперсных частиц второй фазы.



Рис.10. Последовательность эволюции микроструктуры аустенитной нержавеющей стали, легированной гелием, в процессе ее послерадиационного термического старения.

Литература

1. Уткелбаев Б.Д. Эволюция микроструктуры аустенитных нержавеющих сталей с гелием / Диссертация на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук / 1990. – 141 с.
2. Уткелбаев Б.Д., Ждан Г.Т., Сукуров Б.М. Особенности влияния гелия на процесс старения стали 0Х16Н15М3Б - Атомная энергия, 1990, том 69, с.294-297.
3. lbragimov Sh.Sh., Reutov V.F., Utkelbayev B.D. and Vagin S.P. Effect of Helium on Formation of Precipitation in 0Cr16Ni15Mo3Nb Steel – Radiation Effects, 97 (1986) 149-154.
4. Реутов В.Ф., Уткелбаев Б.Д., Вагин С.П., Ждан Г.Т. Термическая стабильность дислокационных петель и мелкодисперсных фаз в стали 0Х16Н15М3Б – Атомная энергия, 1990, том 69, с.140-.
5. Vagin S.P., Utkelbayev B.D., Chakrov P.V. Formation of Fine-Dispersed Phase at Ageing of 0Cr16Ni15Mo3Nb Steel doped by Helium – Journal of Nuclear .Materials, 233-237(1996)1168-.
6. Агапов Н.П., Агеев В.С. и др. Электронномикроскопическое исследование старения стали ОХ16Н15М3Б / Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Топливные и конструкционные материалы / - 1974. - Т.1. - С.49-63.
7. Агапова Н.П., Агеев В.С., Онуфриев В.Д., Сокурский Ю.Н. Электронномикроскопическая идентификация выделений в состаренной стали ОХ16Н15М3Б – Изв.АН СССР. Сер.: Физическая. - 1974. - Т.38, №11. - С.2351-2356.
8. Ибрагимов Ш.Ш., Реутов В.Ф., Уткелбаев Б.Д., Вагин С.П. Влияние гелия на образование выделений в стали ОХ16Н15М3Б – Физика и химия обработки материалов. - 1987. - №3. - С.34-36.
9. Уткелбаев Б.Д., Вагин С.П. - Радиационная повреждаемость стали ОХ16Н15М3Б. - Атомная энергия, 1993, т.74, вып.5, с.444-446.
10. Borodin V.A., Ryzanov A.I. Dislocation Climb Suppression Due to Voids in a Material at High Irradiation Doses – Journal of Nuclear .Materials, 1989. - Vol.165. - P.164-170.

ГЕЛИЙМЕН ЛЕГІРЛЕНГЕН ТОТ БАСПАЙТЫН БОЛАТТА ГЕЛИЙ-ЫНТАЛАНҒАН ҰСАҚ ДИСПЕРСИЯЛЫҚ БӨЛШЕКТЕРДІҢ ҚАЛЫПТАСУЫНЫҢ НЕГІЗГІ МЕХАНИЗМІ

Б.Д. Уткелбаев

Атом Энергиясы Институты

Радиациялық әсерден кейін жылулық ескіру аустениттік тот баспайтын 0Х16Н15М3Б болатта гелий-ынталанған ұсақ дисперсиялық бөлшектердің 2-ші фазада қалыптасуының тәжрибелік берілгендердің талдауы өткізілді. Зерттеу нәтижелері радиациялық кемістіктердің эволюция сипатының өзгеруінде гелий үлкен роль атқаратының көрсетеді. Онымен қатар ұсақ дисперсиялық бөлшектердің қалыптасуына жағдай құрады. Көрсетілген ескіру әр түрлі температурада мүмкін, кемінде 2-ші фазадағы бөлшектердің 3 механизмі

қалыптасады, олар орама кемістік облысында Франк бөлшектердің шығуымен дислокациялық тұзақтарда, толық дислокациялық тұзақтардың ядроларына және гелий көпіршіктердің бетіне байланысты.

THE MAIN GENERATION MECHANISMS OF HELIUM-STIMULATED FINE PARTICLES IN STAINLESS STEEL ALLOYED WITH HELIUM

B.D. Utkelbayev

Institute of Atomic Energy, National Nuclear Center, Kurchatov, Republic of Kazakhstan

There was performed analysis of experimental data on studying the phenomenon of helium-stimulated generation of the second phase fine particles in austenitic stainless steel 0X16N15MZB in the course of its post-radiation thermal aging. The research results show that helium is of great importance for changes occurring in radiation defect evolution nature. It creates conditions for generation of fine particles. It was shown that at different aging temperatures, at least, three second phase particle generation mechanisms are possible. These mechanisms relate to particle release in the field of defects of Frank dislocation loop packing, full dislocation loop nucleus and on the surface of helium bubbles.

УДК 669.15; 621.78; 548.291

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ДИСЛОКАЦИОННЫХ ПЕТЕЛЬ В НЕРЖАВЕЮЩИХ СТАЛЯХ, ЛЕГИРОВАННЫХ ГЕЛИЕМ

Уткелбаев Б.Д.

Институт атомной энергии

Проведен анализ экспериментальных и теоретических данных по эволюции дислокационных петель в аустенитных нержавеющих сталях 0Х16Н15М3Т и 0Х16Н15М3Б, легированных гелием до концентрации 1×10^{-2} ат.%, при их послерадиационном отжиге при различных температурах. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что в процессе отжига в материалах формируются очень крупные дислокационные петли междоузельного типа с дефектами упаковки (петли Франка), которые затем трансформируются в полные петли. Аномальный рост петель Франка связывается с уменьшением энергии их дефектов упаковки. Проведенные теоретические оценки показали, что при эволюции дислокационных петель при отжиге материалов вероятно доминирующим процессом является обмен термическими вакансиями между петлями различного размера в результате их объемной диффузии, в котором влияние гелия может быть незначительным. Основная роль гелия, по-видимому, заключалась в создании условий для выживания междоузельных дислокационных петель в начальной стадии их формировании.

В процессе послерадиационного термического старения аустенитной нержавеющей стали 0Х16Н15М3Б, облученной альфа-частицами, было обнаружено явление гелий-стимулированного формирования мелкодисперсных частиц второй фазы [1-4]. Исследования показали, что важную и определяющую роль в этом процессе играет развитие дислокационных петель [2,4]. Однако не совсем ясен механизм этого явления. Это требует необходимость более детального изучения закономерностей формирования и роста дислокационных петель в материалах с гелием. В настоящей статье приводятся результаты исследований, которые были нацелены на изучение основных закономерностей развития дислокационных петель в процессе послерадиационного термического отжига сталей, имплантированных предварительно атомами гелия.

Для исследования развития дислокационных петель были выбраны аустенитные нержавеющие стали типа 0Х16Н15М3Т и 0Х16Н15М3Б, предварительно легированные атомами гелия до концентрации 1×10^{-2} ат.%, путем их облучения на изохронном ускорителе альфа-частицами с начальной энергией 29 МэВ при температуре меньше 100°С. Перед облучением стали аустенизировались при температуре 1050°С в течение 0,5 ч. Послерадиационные отжиги проводились в вакууме при температурах 500÷800°С. Микроструктура сталей изучалась в просвечивающих электронных микроскопах при ускоряющих напряжениях 100 и 120 КэВ. Идентификация дислокационных петель проводилось методом “Inside-Outside”.

Исследования показали, что в структуре стали ОХ16Н15М3Т после ее легирования гелием присутствовали мелкие комплексы радиационных дефектов со средним размером 5,5 нм и плотностью 7×10^{21} м$^{-3}$ (Рис.1а) [5]. После отжига этих образцов при температуре 500°С в течение 15 минут в материале наблюдались междоузельные дислокационные петли Франка, средний диаметр которых составил 9 нм, а плотность - 3×10^{21}м$^{-3}$ (Рис.1б). Отжиг образцов при температуре 700^0С и течение 15 минут приводил к заметному укрупнению среднего размера дислокационных петель до 35 нм и некоторому уменьшению их плотности -4×10^{20} м$^{-3}$ (Рис.1в). Полосчатый контраст в области дефектов упаковки петель стал более заметным. Наиболее значительное укрупнение дислокационных петель наблюдалось в структуре стали после отжига при температуре 800^0С в течение 15 минут (Рис.1г). Их средний диаметр достиг величины 140 нм, а плотность - 4×10^{19} м$^{-3}$. Все наблюдаемые петли имели дефект упаковки. То есть, в стали 0Х16Н15М3Т не наблюдался процесс трансформации петель Франка в полные дислокационные петли. Установлено, что все наблюдаемые петли представляют собой дислокационные петли Франка межузельного типа с вектором Бюргерса a/3 <111> , лежащие в плоскостях {111}.

Следует отметить факт формирования петель Франка аномально больших размеров. Проведенные оценки показали, что в сталях аустенитного класса дислокационная реакция перехода петель Франка в полные петли (реакция Кульманн-Вильсдорф [6]) должна иметь место при условии R_L>49 нм, если использовать приводимую в литературе величину энергии дефекта упаковки ($\gamma=1{,}5\times10^{-2}$ дж/м^2 [7]). Однако в экспериментах по отжигу стали 0Х16Н15М3Т радиус некоторых дислокационных петель Франка достигал величин более 200 нм. Это может быть вызвано только с уменьшением их энергии дефекта упаковки. Чтобы оценить величину энергии дефекта упаковки этих аномально крупных петель необходимо более детально рассмотреть дислокационную реакцию Кульманн-Вильсдорф. Трансформация петель с дефектами упаковки в полные петли происходит в результате дислокационной реакции типа:

$$1/3\langle 111\rangle + 1/6\langle \bar{1}2\bar{1}\rangle + 1/6\langle 2\,\bar{1}\,\bar{1}\rangle = 1/2\langle 110\rangle$$

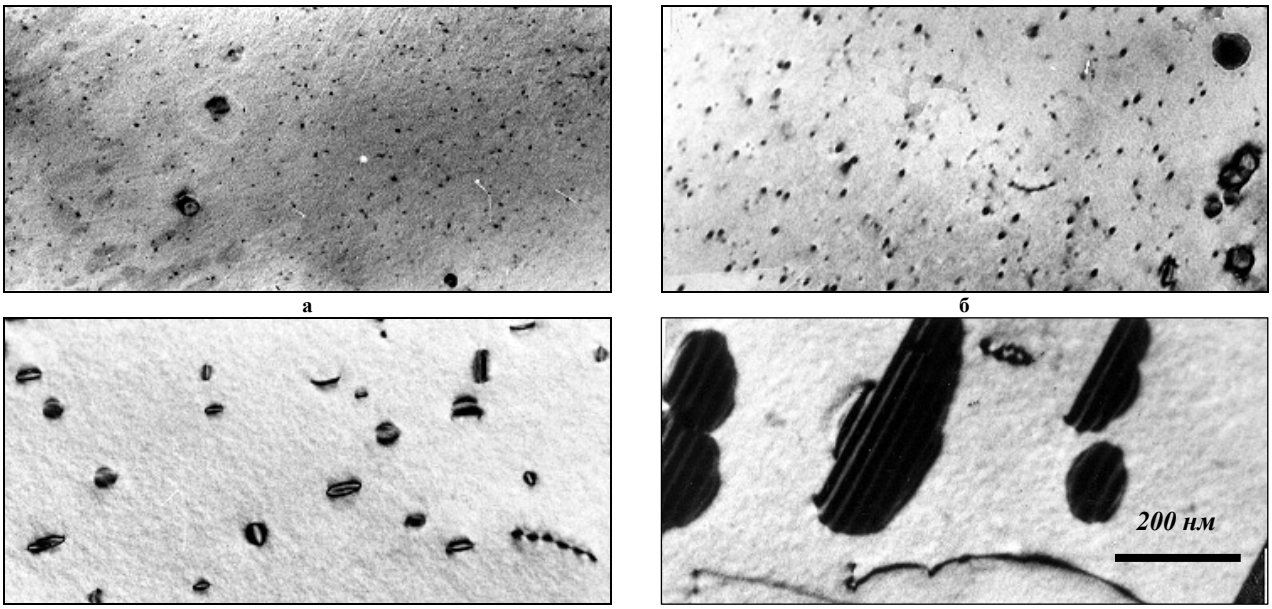


Рис.1. Развитие дислокационных петель Франка в аустенитной нержавеющей стали 0Х16Н15М3Т, легированной гелием до концентрации 1×10^{-2} ат.% (а), в процессе отжига в течение 15 минут при температурах [5]: б – 500, в – 700 и г – 800 °С.

Она протекает за счет зарождения и скольжения двух частичных дислокаций Шокли с векторами Бюргерса $a/6<\bar{1}2\bar{1}>$ и $a/6<2\bar{1}\bar{1}>$, одна из которых расположена выше, а другая - ниже пластинки внедренных атомов. Скольжение этих дислокаций приводит к ликвидации дефекта упаковки. Данная дислокационная реакция происходит в том случае, если упругая энергия петли Франка превышает упругую энергию полной петли, имеющего такой же радиус:

$$E_{<111>}>E_{<110>}$$

Учитывая то, что

$$E_{<111>}=\Omega\ [\gamma+Gb_1^2\ ln(R_L/R_0)/4\pi(1-\nu)R_L]/b_1 \qquad (1)$$

$$E_{<110>}=\Omega\ Gb_2[(1-\nu cos^2\varphi_2)ln(R_L/R_0)]//4\pi\ (1-\nu)R_L sin\varphi_2 \quad (2)$$

можно получить для стали критический радиус перехода петель Франка в полные петли. В таблице 1 приведены принятые обозначения физических параметров и их численные величины, использованные в расчетах.

Оценки для нержавеющих сталей показали, что аномальный рост петель Франка может быть в случае уменьшения их энергии дефекта упаковки по крайней мере до 2×10^{-3} дж/м^2.

Табл. 1. Принятые обозначения физических параметров материала и их численные значения для аустенитных нержавеющих сталей

Обозначение	Физический параметр	Численное значение
a_m	Параметр решетки	$3{,}59\text{x}10^{-10}$м
b_1	Вектор Бюргерса петли Франка	$2{,}07\text{x}10^{-10}$м
b_2	Вектор Бюргерса полной петли	$2{,}54\text{x}10^{-10}$м
φ_1	Угол между направлением вектора Бюргерса и плоскостью залегания петли Франка	90°
φ_2	То же для полной петли	54°74
$R_\circ$	Радиус ядра дислокации	$3\text{x}10^{-10}$м
a^3	Объем элементарной ячейки	$1{,}167\text{x}10^{-29}$ м^3
ν	Коэффициент Пуассона	0,28
G	Модуль сдвига	
γ	Энергия дефекта упаковки для нержавеющих сталей	$8{,}4\text{x}10^{10}$ дж/м [8]

После легирования гелием в структуре в стали 0Х16Н15М3Б наблюдались мелкие комплексы радиационных дефектов. Они лучше разрешались в темнопольном режиме съемки изображения в электронном микроскопе (Рис.2а) [2]. Эти дефекты имели средний размер 1,6 нм и плотность - $1{,}4\times10^{23}$ м$^{-3}$. Термический отжиг образцов при 700^{0}С в течение 1 часа привел к формированию в них дислокационных петель Франка со средним диаметром 30 нм и плотностью 2×10^{21} м$^{-3}$ (Рис.2б).

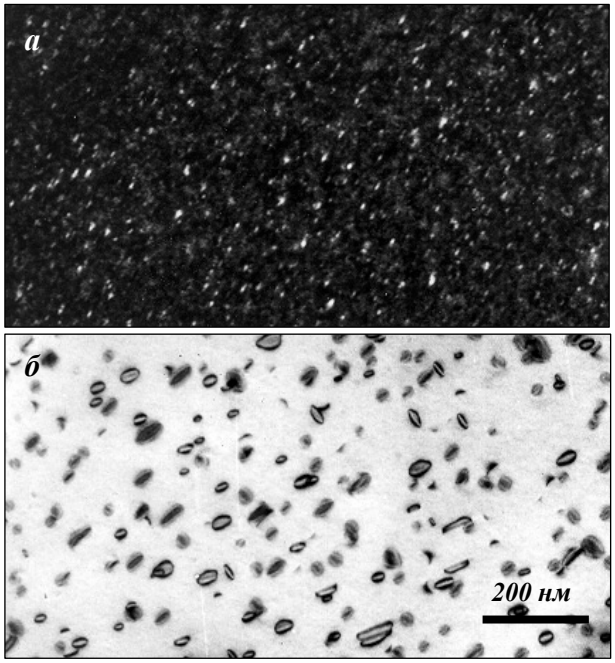


Рис.2. Радиационные дефекты в аустенитной стали 0Х16Н15М3Б после ее легирования гелием до концентрации 1×10^{-2} ат.% (а) и отжига при температуре 700℃ в течение 1 часа (б) [2].

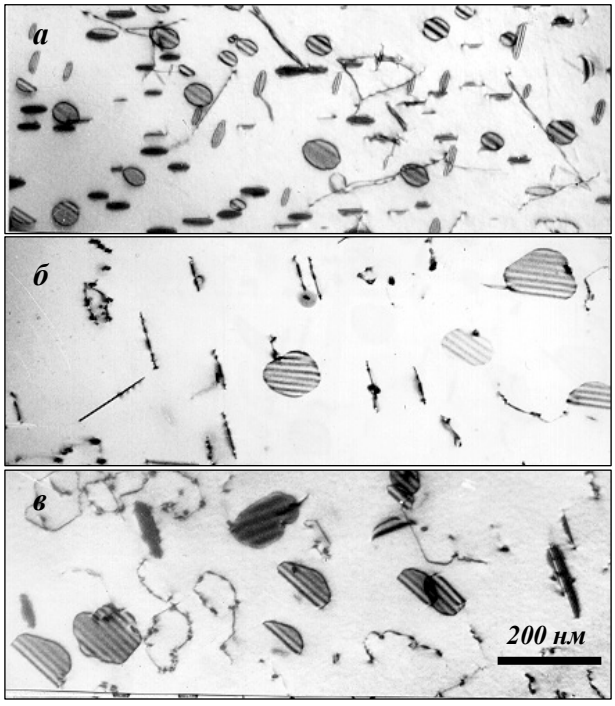


Рис.3. Дислокационные петли в аустенитной нержавеющей стали 0Х16Н15М3Б, легированной гелием до концентрации 1×10^{-2} ат.%, после отжига при температуре 800℃ в течение: а – 2, б – 20 и в – 36 минут [3].

При температуре 800^0С в начальной стадии процесса отжига стали формируются исключительно петли Франка (Рис.3а), которые затем трансформируются в полные дислокационные петли (Рис.3б и в). Полные петли имеют вектор Бюргерса а/2 <110 >. Плоскостями залегания этих петель являются плотноупакованные плоскости {111}.

Основной закономерностью развития дефектной структуры при отжиге стали с гелием является увеличение среднего диаметра дислокационных петель при одновременном уменьшении их концентрации. С учетом этой закономерности в настоящей работе была сделана попытка теоретического описания процесса отжига дислокационных петель в стали, легированной атомами гелия.

Ранее развитие дислокационных петель наблюдалось в процессе послерадиационного отжига молибдена [9-12] и ниобия [13] , облучённых предварительно нейтронами. В процессе облучения нейтронами в материалах формируются комплексы дефектов как вакансионного , так и междоузельного типов, которые при последующей термообработке быстро отжигаются . Это препятствует росту комплексов какого-либо одного типа дефектов . Эволюция микроструктуры закаленных материалов отличается тем, что все присутствующие дефекты, в частности дислокационные петли, имеют только вакансионную природу [14-16]. Из результатов изучения развития микроструктуры при отжиге материалов, облученных альфа-частицами, следует, что легирование атомами гелия является эффективным способом создания дислокационных петель только междоузельного типа, что позволило провести некоторый анализ механизма роста этих петель.

Известны два основных механизма роста дислокационных петель. В первом из них рост петель происходит в результате их коалесценции путем «скольжения» и «самопереползания» [17], т.е. скольжение петель чередуется с их перемещением в своей плоскости залегания за счет трубчатой диффузии вакансий вдоль ядра дислокации. Однако существуют серьезные недостатки этой модели, связанные с несоответствием экспериментальных и теоретических данных по кинетике роста петель [11], [18]. Кроме этого перемещение "сидячих" петель Франка, путем их скольжения, невозможно. Поэтому этот механизм роста дислокационных петель в данной работе не рассматривался.

Второй механизм отжига петель основан на теории переползания дислокации в результате поглощения или испускания термических вакансий и их объемной диффузии. В массивном образце рост одних дислокационных петель в рассматриваемой модели происходит за счет сокращения других. При этом крупные петли увеличивают свои размеры, а мелкие - сокращаются и, в конечном счете, уничтожаются. В результате этого процесса средний размер дислокационных петель увеличиваются. Данная молодь достаточно хорошо описывает процесс эволюции вакансионных петель при отжиге закаленного алюминия [14,18-22]. Основной движущей силой этого процесса является разница упругой энергии ядра дислокационных петель различного размера.

Для описания эволюции дислокационных петель применяется метод, использованный при анализе

отжига радиационных пор [23.24]. Эффективность дислокационных петель как стоков вакансий определялась из выражения $S_L=2\pi\,\bar{R}_L N_L$, где $\bar{R}_L$ - средний радиус дислокационных петель, N_L - плотность петель [25]. Равновесная концентрация вакансий вблизи междоузельной дислокационной петли радиуса R_L равна:

$$c_{VL}(R)=[\,c_V^e\,\exp[-\frac{\Omega}{bkT}(\gamma+\frac{Gb^2}{4(1-\nu)}\cdot\frac{\ln(R_L/R_0)}{R_L})]\,, \quad (3)$$

где $c_V^e=\exp(-E_v^f/kT)$ - термически равновесная концентрация вакансий, E_v^f - энергия образования вакансий, k - постоянная Больцмана, T - температура отжига. Скорость изменения радиуса петли описывалась с помощью уравнения:

$$\bar{R}_L=\frac{D_{VS}}{bc_V^e}[c_{VL}(R)-c_V(t)], \quad (4)$$

где $D_{VS}=D_V\,c_V^e$ - коэффициент самодиффузии материала, $D_V=D_{V0}\exp(-E_V^m/kT)$ - коэффициент диффузии вакансии, E_V^m – энергия миграции вакансии, c_V (t)- концентрация вакансий в матрице материала через t секунд отжига. Квазистационарная концентрация вакансий в матрице определялась из уравнения баланса, описывающего процесс конкуренции актов захвата и испускания вакансий петлями различного размера:

$$c_V(t)=c_V^e\cdot S_{L2}/S_{L1}\,, \quad (5)$$

$$S_{L1}=2\pi\int_0^\infty R_L f(R,t)dR_L \quad (6)$$

$S_{L2}=2$

$$\pi\int_0^\infty R_L f(R,t)\exp[-\frac{\Omega}{bkT}(\gamma+\frac{Gb^2}{4(1-\nu)}\cdot\frac{\ln(R_L/R_0)}{R_L}]dR_L\,, \quad (7)$$

где f(R,t) - является функцией распределения дислокационных петель по размерам.

Эволюции функции распределения дислокационных петель по размерам рассчитывалась по формулам (3)-(7). Для этого экспериментальная гистограмма распределения петель по размерам в стали ОХ16Н15М3Б, легированной гелием до концентрации $1x10^{-2}$ ат.%, после отжига при температуре 800^0C в течение 2 минут аппроксимировалась кривой (рис.4а). Ось радиусов при этом разбивалась на 100 равных отрезков. Изменение радиусов петель в зависимости от времени отжига рассчитывалось методом конечных разностей с помощью уравнения (5). Для нахождения функции распределения петель по размерам использовалась сетка радиусов, движущаяся с локальной скоростью R_L. Число дислокационных петель, заключенных между радиусами $R_L^{(i)}$ и $R_L^{(i+1)}$, не изменилось. Поэтому гистограмма распределения петель по размерам для каждого момента времени вычислялась с использованием соотношения:

$$f_i(t)=f_i(0)\,[\,R_L^{(i+1)}(0)-R_L^{i}\,(0)]\,/[\,R_L^{(i+1)}\,(t)-R_L^{(i)}(t)] \quad (8)$$

где $f_i(0)$ - начальная (экспериментальная) гистограмма распределения дислокационных петель по размерам. При расчете считалось, что петля исчезает, если ее радиус становится меньше 1,5 нм. Это вносит в расчет незначительную погрешность. В расчетах также не учитывалось превращение петель Франка в полные петли. Такое приближение допустимо, т.к. в эксперименте число полных петель, но превышало 30% , а энергия дефекта упаковки в аустенитных сталях имеет пренебрежимо малую величину.

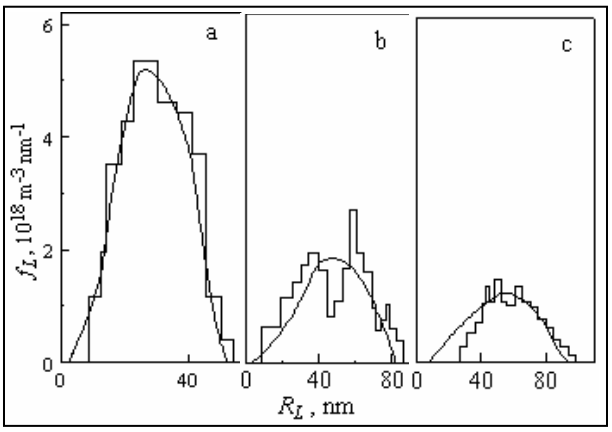


Рис.4. Экспериментальные (гистограммы) и расчетные (линии) данные по эволюции дислокационных петель в аустенитной стали 0Х16Н15М3Б, легированной гелием до концентрации 1×10^{-2} ат.%, в процессе отжига при температуре 800℃ в течение: а – 120, б – 1200 и в – 2100 секунд [25].

Для получения корреляции между экспериментальными результатами и расчетом систематически варьировалась только величина D_{V0}. Оказалось, что при $D_{V0}=(5\div8)\times10^{-6}$ м^2/с, можно добиться удовлетворительного согласия расчетных данных с экспериментом. Как видно из Рис.4, расчетные кривые распределения дислокационных петель по размерам достаточно хорошо воспроизводят экспериментальные гистограммы. Для сравнения необходимо отметить, что величина D_{V0} для γ-Fe имеет значение $4{,}9\times10^{-5}$ м^2/с [26] , а в аустенитных сталях она варьируется от 7×10^{-6} [27] до 6×10^{-5} м^2/с [28].

Проведенный теоретический анализ эволюции петлевой структуры при отжиге стали ОХ16Н15М3Б с гелием свидетельствует о том, что рост междоузельных дислокационных петель в материале с гелием может происходить за счет обмена вакансий между петлями различного размера в результате их объемной диффузии. Очевидно, гелий играет важную стабилизирующую роль на стадии зарождения петель, т.е. способствует выживанию междоузельных петель. А на последующих стадиях отжига гелия, по-видимому, не оказывает существенного влияния на кинетику роста дислокационных петель.

Литература

1. Уткелбаев Б.Д., Ждан Г.Т., Сукуров Б.М.. Атомная энергия. 1990, том 69, с.294.
2. lbragimov Sh.Sh., Reutov V.F., Utkelbayev B.D. and Vagin S.P.. Radiation Effects. 97 (1986) 149.
3. Реутов В.Ф., Уткелбаев Б.Д., Вагин С.П., Ждан Г.Т. Атомная энергия. 1990, том 69, с.140.
4. Vagin S.P., Utkelbayev B.D., Chakrov P.V. Journal of Nuclear .Materials. 233-237(1996)1168.
5. Utkelbayev B.D., Reutov V.F. and Zhdan G.T. Physics of Metals and Metallography. 75 (1993) 309.
6. Kuhlmann-Wilsdorf D. On the Origin of Dislocations//Phil.Mag. - 1958. - Vol.3, N26. - P.125-139.
7. Фридель Ж. Дислокации. - М.: Мир, 1967. - 644 с.
8. Конобеев Ю.В., Печенкин В.А. Состояние теории радиационной пористости в металлах//Радимационные дефекты в металлических кристаллах. Сб.статей. - Алма-Ата: Наука. - 1978. - С.187-211.
9. Maher D.M., Eyre B.L. Neutron Irradiation Damage in Molybdenum. Part 1. Characterization of Small Perfect Dislocation Loops by Transmission Electron Microscopy//Phil.Mag. - 1971. - Vol.23. - P.409-423.
10. Eyre B.L., Maher D.M., Bartlett A.F. Neutron Irradiation Damage in Molybdenum. Part II. The Influence of Crystal Perfection and Irradiation Temperature on the Damage Structure and its Annealing Behavior//Phil.Mag. - 1971. - Vol.23. - P.439-465.
11. Maher D.M., Loretto M.H., Bartlett A.F. Neutron Irradiation Damage in Molybdenum. Part III. Point Defect Clusters in A Low Dose Irradiation at 77 K//Phil.Mag. - 1971. - Vol.24. - P.181-194.
12. Maher D.M., Eyre B.L., Bartlett A.F. Neutron Irradiation Damage in Molybdenum. Part IV. A QuantitativeCorrelation between Irradiated and Irradiated-Annealed Structures//Phil.Mag. - 1971. - Vol.24. - P.745-765.
13. Chen C.W., Chang P., Elen J.D., Mastanbrock A. Transmission Electron Microscopy Observation of Interstitial Cluaters in Neutron-Irradiation Niobium//Rad.Eff. - 1978. - Vol.38/ - P.211-220.
14. Hirsch P.B., Silcox, Smallman P.E., Westmacott K.H. Dislocation Loops in Quenched Aluminium//Phil.Mag. - 1958. - Vol.3. - P.897-908.
15. Silcox J., Whelan M.J. Defect Observations of the Annealing of Prismatic Dislocation Loops and Dislocations in Quenched Aluminium//Phil.Mag. - 1960. - Vol.5. - P.1-23.
16. Edington J.W., Smallman R.E. Faulted Dislocation Loops in Quenched Aluminium//Phil.Mag. - 1965. - Vol.11. - P.1109-1123.
17. Johnson C.A. The Growth of Prismatic Dislocation Loops during Annealing//Phil.Mag. - 1960/ - Vol.5. - P.1155-1265.
18. Eyre B.L., Maher D.M. Neutron Irradiation Damage in Molybdenum. Part V. Mechanisms of Vacancy and Interstitial Loop Growth during Poat-Irradiation Annealing//Phil.Mag. - 1971. - Vol.24. - P.767-797.
19. Dobson P.S., Goodhew B.J., Smallman R.E. Climb Kinetics of Dislocation Loops in Aluminium//Phil.Mag. - 1967. - Vol.16. - P.9-22.
20. Whelan M.J. On the Annealing of Dislocation Loops by Climb//Phil.Mag. - 1966. - Vol.14. - P.195-196.
21. Saada G. Annealing Kinetics of Faulted Loops in Aluminium//Phil.Mag. - 1966. - Vol. .- P.1307-1309.
22. Seidman D.N., Bulluffi R.W. On the Annealing of Dislocation Loops by Climb//Phil.Mag. - 1966. - Vol.13. - P.649-654.
23. Печенкин В.А., Конобеев Ю.В., Щербак В.Н. Кинетика отжига радиационных пор в облученной нейтронами нержавеющей стали Х18Н10Т//Атомная энергия. - 1976. - Т.41, вып.3. - С.174-179.
24. Печенкин В.А., Конобеев Ю.В., Бондаренко А.Н. Теоретическое описание отжига радиационных пор и дислокаций в молибдене//Физика и механика материалов. - 1978. - Т.45, вып.2. - С.385-395.
25. Ботвин К.В., Уткелбаев Б.Д. Кинетика отжига дислокационных петель в стали ОХ16Н15М3Б с гелием //Известия Нац.АН РК, 1993
26. Peterson N.L. Self-Diffusion in Pure Metals//J.Nucl.Mater. - 1978. - Vol.69-70. - P.3-37.
27. Trinkans H. On the Modeling of the High-Temperature Embitterment of Metals Containing Helium//J.Nucl.Mater. - 1983. - Vol.118. - P.39-49.
28. Bullongh R., Murphy S.M. The Effects of Helium Generation and Pulsing on Damage Processes in Reactor Materials//J.Nucl.Mater. - 1985. - Vol.133-134. - P.92-99.

ГЕЛИЙМЕН ЛЕГІРЛЕНГЕН ТОТ БАСПАЙТЫН БОЛАТТАРДА ДИСЛОКАЦИЯЛЫҚ ТҰЗАҚТАР ҚАЛЫПТАСУЫНЫҢ ЕРЕКШЕЛІКТЕРІ

Б.Д. Уткелбаев

Атом Энергиясы Институты

Аустениттік тот баспайтын 0Х16Н15М3Т және 0Х16Н15М3Б болаттарда, концентрациясы $1x10^{-2}$ ат.% гелиймен легірленген әр түрлі температураларда радиациялық әсерден кейінгі күйдірілген дислокациялық тұзақтардың эволюциясы бойынша және теориялық берілгендердің талдауы жүргізілді. Тәжрибелік берілгендер күйдіру процесі кезінде материалдарда өте үлкен дислокациялық түйінаралық типті тұзақтар пайда болады, содан олар толық тұзақтарға түрленетінің дәлелдейді. Франк тұзақтарының аномальды өсуі кемістік орама энергиясының кемуіне байланысты. Өткізілген теориялық бағалар дислокациялық тұзақтар эволюциясы кезінде материалдарды күйдіру кезінде басымдық жағдай әр түрлі өлшемді тұзақ аралық болып келетінің көрсетті. Гелийдің негізгі ролі, қалыптасудың бастапқы сатыдағы түйінаралық дислокациялық тұзақтардың өміршеңдікке жағдай жасау болатының көрсетеді.

PECULIARITIES OF DISLOCATION LOOP GENERATION IN STAINLESS STEELS ALLOYED WITH HELIUM

B.D. Utkelbayev

Institute of Atomic Energy, National Nuclear Center, Kurchatov, Republic of Kazakhstan

There was performed analysis of experimental and theoretical data on evolution of dislocation loops in austenitic stainless steels 0X16NH15MZT and 0X16N15MZB alloyed with helium, up to concentration of 1×10^{-2} at.% at post-radiation annealing at different temperatures. Experimental data indicate that in the course of annealing in the materials very large internodal dislocation loops are formed with packing defects (Frank loops), these loops then are transformed into full loops. Abnormal growth of Frank loops is related to decrease of energy of their packing defects. Theoretical evaluations showed that in the course of dislocation loop evolution during material annealing the probable dominating process is the exchange with vacancies between different size loops as a result of their volume diffusion, in this exchange the helium influence can be insignificant. The main function of helium, probably, was in creating the conditions for survival of internodal dislocation loops at the initial stage of their formation.

УДК 620.178.1: 621.039.564.5

ЭКСПРЕССНЫЕ МЕТОДИКИ ДЛЯ ПОСЛЕРЕАКТОРНОГО ИССЛЕДОВАНИЯ БЕЗОБОЛОЧКОВЫХ СТЕРЖНЕВЫХ КАРБИДНЫХ ТВЭЛОВ

[1)]Дерявко И.И., [2)]Перепелкин И.Г., [1)]Пивоваров О.С., [1)]Стороженко А.Н.

[1)]Институт атомной энергии
[2)]Национальный ядерный центр РК

Представлены краткие описания таких экспрессных методик исследования облученных стержневых карбидных твэлов, как методика оценки угла закрутки пучка твэлов в нагревной секции, методика обнаружения малой кривизны твэла, методика обнаружения поверхностных трещин в твэле, методика рентгенографического определения распухания твэла и методика измерения микротвердости топливного карбида в случае высокой пористости структуры. Указаны также границы применимости каждой из разработанных методик.

Введение

Материаловедческие исследования безоболочковых стержневых карбидных и карбидографитовых твэлов, прошедших испытания в реакторах ИВГ.1 и РА, являлись заключительной частью отработки конструкции и материального состава таких твэлов применительно к условиям их эксплуатации в реакторе установки ЯЭДУ на двигательном режиме, энергетическом режиме малой мощности и энергетическом режиме большой мощности. Выполнение послереакторных материаловедческих исследований твэлов в последние 15 лет включало в себя оценку общего состояния твэлов (и пучков твэлов) в нагревных секциях ТВС технологических каналов реактора ИВГ.1 и ресурсных ампул реактора РА, а также последующее изучение основных параметров облученных твэлов.

При оценке общего состояния твэлов фиксировалось наличие продольных закруток пучков твэлов в НС, изменение цвета и морфологии их поверхности, наличие искривлений и поверхностных трещин у твэлов, наличие и количество поломок стержней, а также наличие и количество припеканий твэлов друг к другу. При изучении основных параметров облученных твэлов определялись величины и знаки послереакторных изменений таких характеристик твэлов, как масса M, длина L, диаметр D, погонное электросопротивление R, плотность γ, модуль упругости E, прочность $\sigma_в$, состояния микроструктуры, микротвердость HV и период решетки a_o.

В ходе многолетнего выполнения послереакторных материаловедческих исследований большого количества твэлов (каждые отдельные каналы или ампулы содержали от ~900 до ~3000 твэлов) постоянно возникала необходимость в использовании специальных методик, дополняющих стандартные и позволяющих сократить длительность выполнения исследований как на стадии оценки общего состояния облученных твэлов, так и на стадии изучения радиационных изменений их основных параметров. В связи с этим были разработаны и использованы в работе приведенные ниже экспрессные методики, предназначенные для оценки угла закрутки пучка твэлов в НС, обнаружения искривлений и поверхностных трещин у твэлов, определения радиационного распухания твэлов и измерения микротвердости материала твэлов.

Оценка угла закрутки пучка твэлов

В стандартной методике угол продольной осевой закрутки пучка твэлов (угол закрутки α) в каждой конкретной НС оценивался по тому внешнему виду нагревной секции внутри горизонтально расположенной обоймы, который эта секция приобретает после удаления из нее верхней половины пучка твэлов (см. рис. 1). Поэлементное удаление верхней половины стержней из НС с последующим размещением удаляемых твэлов в пронумерованные ячейки переносных кассет являлось длительным процессом, т.к. операции выполняются с помощью дистанционных манипуляторов в условиях горячей камеры.

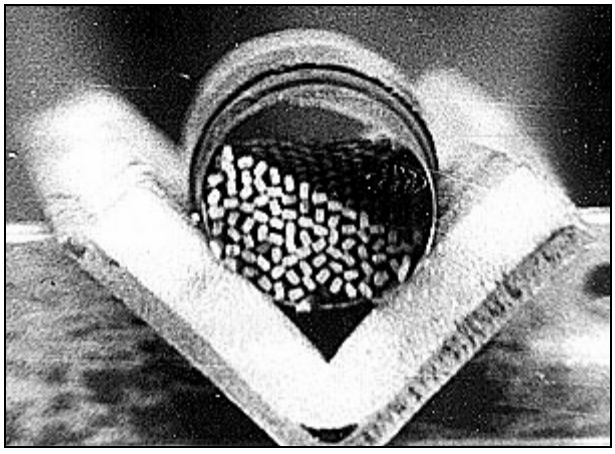


Рис. 1. Внешний вид оставшейся (нижней) половины пучка твэлов в НС №6 канала КЭТ №27 после испытаний в реакторе ИВГ.1 в 6 пусках на двигательном режиме ЯЭДУ в течение 1455 с.

Поэтому во всех случаях, когда по условиям исследования твэлов данной НС поэлементная разделка пучка твэлов не предусматривалась, но требовалась оценка угла закрутки α, использовалась экспрессная методика, основанная на частичном

выдвижении диаметрального ряда твэлов калиброванным шаблоном в виде пластины 2-миллиметровой толщины. Если шаблоном выдвинуть на ~2-4 мм горизонтально ориентированный диаметральный ряд твэлов (на рис. 2, например, это ряд твэлов с №70 по №82), то на противоположном торце НС этот ряд твэлов окажется расположенным под углом α к горизонтали.

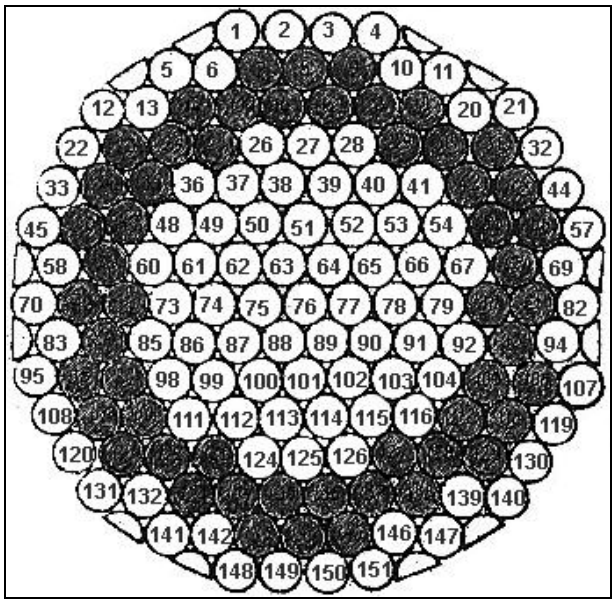


Рис. 2. Картограмма пучка твэлов в НС каналов КЭТ и ТК100 или ампул РА и РА-М с обозначением зон радиального профилирования загрузки урана – периферийной, промежуточной (твэлы зачернены) и центральной.

Применение такой методики не встречало ограничений при любых углах закрутки α в случае отсутствия искривлений твэлов и в случае дугообразной формы искривлений стержней в закрученном пучке. Существенные ограничения появлялись только при больших углах α в случае спиралевидной или синусоидальной формы искривлений твэлов в закрученном пучке.

ОБНАРУЖЕНИЕ ИСКРИВЛЕНИЙ ТВЭЛОВ

Наличие значительных искривлений (пластических деформаций) у твэлов наиболее высокотемпературных НС проточных технологических каналов определялось визуальным способом. При этом фиксировался характер искривлений (дугообразный, спиралевидный, синусоидальный), а также выполнялся грубый замер изгиба стержня (замер стрелы прогиба) в случае дугообразной формы искривления.

Обнаружение незначительных (не фиксирующихся визуально) искривлений у твэлов менее высокотемпературных НС проточных каналов или беспроточных ампул, т.е. у таких твэлов, как показаны на рис. 3, проводилось только в отдельных случаях специально отобранных стержней. Такое ограничение было вызвано длительностью процедуры определения стрелы прогиба у облученных твэлов с помощью измерительного микроскопа. В связи с этим взамен стандартной методики обнаружения малой кривизны твэла с помощью микроскопа была разработана экспрессная методика, использующая возможности приспособления КС (см. рис. 4).

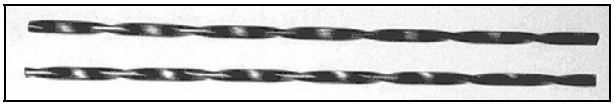


Рис. 3. Внешний вид твэлов после испытаний в гелиевых ампулах реактора РА при $T_{обл}$ ниже 1700 К.

Приспособление КС позволяло экспрессно обнаруживать и количественно оценивать степень кривизны твэла. Степень кривизны характеризовалась максимальным углом наклона платформы β, при котором твэл еще не скатывался с платформы.

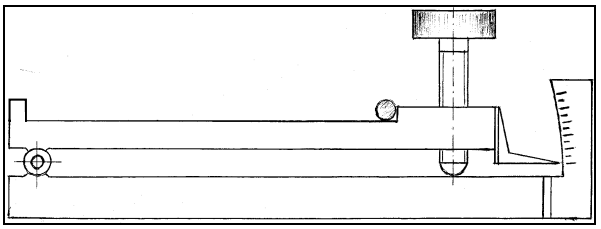


Рис. 4. Схема конструкции приспособления КС для обнаружения малой кривизны твэла.

Перед выполнением измерений углов скатывания β_i у исследуемых твэлов проводилась юстировка приспособления КС: подвижная платформа выставлялась с помощью уровней в горизонтальное положение, а указательная стрелка – в положение 0°. Качество юстировки приспособления КС определялось по величине угла скатывания β_o у эталонного стержня, которым являлась 100-миллиметровая концевая мера (закаленный стальной стержень круглого сечения диаметром 2,2 мм): угол β_o у эталона при качественной юстировке КС составлял менее $0{,}5^o$. В дальнейшем процесс измерений углов β_i у твэлов включал периодический контроль качества юстировки приспособления с помощью эталона.

Следует отметить, что методика обнаружения малой кривизны твэла с использованием приспособления КС благодаря своей экспрессности (процедура измерения угла β у одного твэла занимала около десяти секунд) оказалась очень эффективной при оценке состояния твэлов, прошедших длительные, вплоть до 4803 ч, испытания в ресурсных ампулах реактора РА на энергетическом режиме малой мощности ЯЭДУ.

Кроме того, такая методика оказалась незаменимой при изучении процессов релаксации напряжений в твэлах в условиях реакторного облучения в температурной области хрупкого состояния карбидного материала (то есть при $T_{обл}$ ниже температуры хрупко-пластического перехода $T_{х\text{-}п}$, равной

~ 1800…2100 К [1]). В частности, при выяснении возможности радиационностимулированной релаксации напряжений, искусственно созданных в твэлах за счет их упругого изгиба (см. рис. 5), кривизна твэлов (величина угла скатывания β) измерялась не только после, но и до реакторных испытаний, что обеспечивало высокую чувствительность обнаружения начала перехода упругой деформации в пластическую.

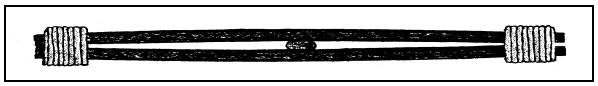


Рис. 5. Схема создания упругих изгибных напряжений в твэлах перед размещением их в облучательных капсулах типа ОК, устанавливаемых в ампулы реакторов РА и ИГР.

Использование методики обнаружения малой кривизны твэлов с помощью приспособления КС не имеет никаких ограничений, связанных с характером искривлений стержней, но имеет ограничения, связанные с наличием некоторой исходной (технологической) кривизны твэлов, что снижает чувствительность обнаружения возникающих при испытаниях искривлений во всех тех случаях, когда на испытания устанавливаются твэлы, не прошедшие индивидуальную аттестацию по исходным значениям угла скатывания β.

В заключение следует указать на то, что методику обнаружения малой кривизны твэлов можно использовать и для измерения большой кривизны стержней, причем вплоть до такой большой, когда скатывание твэлов с платформы сменяется соскальзыванием.

ОБНАРУЖЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ТРЕЩИН

Стандартная методика обнаружения поверхностных трещин в облученных твэлах предполагает использование таких длительных и кропотливых процедур выявления трещин с помощью красок, как пропитка поверхности стержня красной проникающей краской, просушка стержня, удаление (смыв) с его поверхности красной краски без удаления ее из трещин, покрытие поверхности стержня белым красителем, вытягивающим на поверхность часть красной краски. Методика предполагает к тому же наличие у оператора вполне определенных навыков по дозировке количества красок в соответствии с формой твэлов и глубиной трещин. Поэтому для упрощения и повышения экспрессности процедур обнаружения трещин была разработана методика, основанная на измерении статического модуля упругости твэла $E_{ст}$, а также погонного электросопротивления твэла R. При этом основной процедурой в данной методике являлась процедура измерения более чувствительной характеристики, т.е. модуля упругости $E_{ст}$, поскольку при любом характере появляющихся поверхностных трещин (небольшое количество единичных трещин, большое количество трещин, густая сетка трещин) наблюдается значительное, на 15…45 %, уменьшение $E_{ст}$. А процедура измерения погонного электросопротивления R использовалась в методике в основном только для обнаружения небольшого количества единичных трещин, далеко отстоящих друг от друга.

Для реализации методики, т.е. для измерения модуля $E_{ст}$, достаточно было измерить прирост стрелы прогиба твэла $\Delta f_м$, нагруженного по трехточечной схеме (рис. 6), при увеличении нагрузки F на величину ΔF, равную 0,981 Н, посредством добавления к 20-граммовому грузу m (грузу предварительной нагрузки) основного 100-граммового груза М. В приспособлении для измерения модуля $E_{ст}$ оба груза m и М подвешивались на одной нити к середине стержня (на конце нити груз М, в середине – груз m). Горизонтально встроенный в приспособление микроскоп с короткофокусным объективом и окулярной измерительной насадкой МОВ-1-15 позволял проводить измерение вертикального перемещения выбранной точки на поверхности твэла в пределах 200 мкм с точностью ~2 мкм.

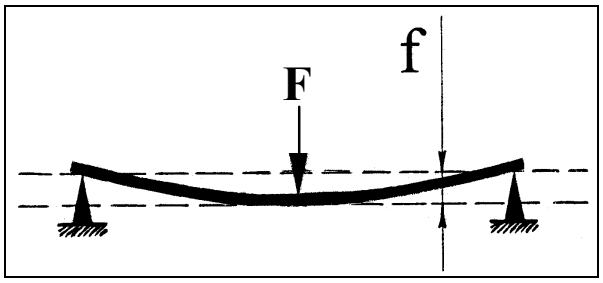


Рис. 6. Схема упругого нагружения твэла изгибом на базе 93 мм для определения статического модуля упругости $E_{ст}$.

Значение модуля $E_{ст}$ (в ГПа) можно было найти по формуле

$$E_{ст} = 34{,}2/\Delta f_м, \qquad (1)$$

в которой коэффициент 34,2 ГПа·мм был вычислен для случая стандартной формы и размера твэла: диаметр описанной окружности 2,2 мм, ширина лопасти 1,24 мм, шаг закрутки 30 мм.

Следует иметь в виду, что в процессе работы по этой методике значения модулей упругости твэлов $E_{ст}$ можно было (с целью ускорения процедуры обнаружения трещин) не вычислять, а использовать только измеренные значения прогибов $\Delta f_м$ у облученных твэлов и твэлов-свидетелей, т.к. сопоставление этих значений с очевидностью указывало на наличие или отсутствие трещин в облученных твэлах.

Методика экспрессного обнаружения трещин в твэлах путем измерения модулей $E_{ст}$ обладала высокой чувствительностью во всех тех случаях, когда в исследованиях участвовали твэлы-свидетели, а характер повреждения поверхностей облученных твэлов представлял или большое количество трещин,

или густую сетку трещин. В случае небольшого количества единичных трещин, далеко отстоящих друг от друга, чувствительность методики значительным образом снижалась. В этом случае процедуру обнаружения трещин необходимо было дополнить измерениями погонного электросопротивления R_i на различных участках длины твэла путем дискретного сканирования вдоль длины облученного топливного стержня.

Для такого обнаружения единичных поверхностных трещин в твэле использовалось приспособление для четырехзондового потенциометрического измерения R_i на любом участке твэла длиной $L_Б$, равной 30,3 мм (рис. 7). Погонное электросопротивление R_i на этом участке можно было вычислить по формуле

$$R_i = R_o(\Delta U_Б)_i/[(\Delta U_o)_i L_Б], \qquad (2)$$

где R_o – электросопротивление образцовой катушки;

$(\Delta U_Б)_i$ – падение напряжения на потенциометрируемом участке твэла длиной $L_Б$ (база $L_Б$ – расстояние между жестко закрепленными потенциометрическими ножами);

$(\Delta U_o)_i$ – падение напряжения на образцовой катушке.

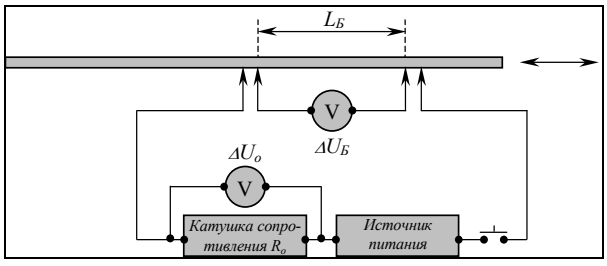


Рис. 7. Схема приспособления для измерения погонного электросопротивления R_i при дискретном сканировании вдоль длины твэла.

Однако вычисление значений R_i для каждого из потенциометрируемых участков в данной методике на проводилось, т.к. с целью повышения экспрессности достаточно было вместо величины R_i использовать пропорциональную ей величину $(\Delta U_Б)_i$, имея в виду то, что значения $(\Delta U_o)_i$ для данного твэла являются практически постоянной величиной.

Из сказанного следует, что процедура обнаружения единичных поверхностных трещин в твэле сводится к процедуре обнаружения подъемов значений $(\Delta U_Б)_i$ в отдельных участках потенциометрируемого твэла при его дискретном сканировании от одного конца до другого.

Таким образом, совместное использование измерений $E_{ст}$ и R_i позволяло повысить чувствительность методики обнаружения поверхностных трещин в твэле и в случае единичных трещин, далеко отстоящих друг от друга. (Такой тип трещин был, например, выявлен [2] в твэлах, прошедших испытания в каналах КЭТ реактора ИВГ.1 на энергетическом режиме большой мощности ЯЭДУ.)

Определение распухания твэлов

Стандартная методика рентгенографического определения твердого распухания твэлов под облучением сводилась к измерению периодов решетки a_o у материала твэлов до (a_o) и после (a_o') реакторных испытаний. Измерения периодов решетки a_o и a_o' выполнялись на дифрактометре ДРОН-3 с медным излучением; рентгенографировались изготовленные из фрагментов облученных твэлов и фрагментов необлученных твэлов-свидетелей порошковые образцы, зафиксированные тонким слоем между двух клейких пленок. Для повышения точности определения величины и знака изменения периода решетки $\Delta a_o/a_o$, вызванного облучением, измерения периодов и у облученных, и у необлученных образцов выполнялись прецизионным методом [3,4] по 3-5 последним дифракционным линиям для порошков карбид-графитовых твэлов и по 3-4 линиям для порошков карбидных твэлов с использованием спрямляющей экстраполяционной функции $\varphi(\theta) = \cos^2\theta$, где θ – брегговский угол дифракции. Получение экстраполированного к углу $\theta = 90°$ значения a_o было необходимо для устранения различий в геометрии рентгеносъемки облученного образца и образца-свидетеля.

Значения периодов a_o для каждой из 3-5 дифракционных линий вычислялись по формуле

$$a_o = \lambda(H^2+K^2+L^2)^{1/2}/(2\sin\theta), \qquad (3)$$

где λ – длина волны рентгеновского излучения, нм;

H, K и L – индексы Миллера конкретной дифракционной линии HKL.

Обработка результатов промежуточных измерений a_o по нескольким линиям для нахождения экстраполированного (точного) значения $(a_o)_э$ выполнялась методом наименьших квадратов [5]. Погрешность определения периодов решетки у образцов-свидетелей составляла ~0,002 %, а у облученных образцов была выше и в предельном случае ухудшения качества линий составляла около 0,02 %.

Как видно из указанного выше, стандартная процедура раздельного определения периодов $(a_o)_э$ и $(a_o')_э$ (с целью нахождения величины и знака изменения периода решетки $\Delta(a_o)_э/(a_o)_э$) весьма длительна и трудоемка. Поэтому во всех случаях, когда периоды решетки у облученных образцов и их образцов-свидетелей различались более чем на 0,001 нм, использовалась экспрессная методика (см. рис. 8) непосредственного определения величины и знака изменения периода решетки $\Delta a_o/a_o$, устраняющая этапы промежуточного раздельного определения периодов a_o' и a_o (и тем более $(a_o')_э$ и $(a_o)_э$).

По этой методике равные объемы подготовленных порошков облученного и необлученного материала перемешивались, и из полученной смеси порошков изготавливался один общий образец для непосредственного измерения $(a_o' - a_o)/a_o$. После

дифрактометрической дискретной записи одной из K_β-линий в области малых, средних или больших углов θ на "дифрактограмме" оказывались зафиксированными две близко расположенные K_β-линии от облученного и необлученного материала, имеющие одинаковые индексы Миллера. Поэтому вычисление относительного изменения периода решетки $\Delta a_o/a_o$ в соответствии с уравнением Вульфа-Брегга можно было проводить по формуле

$$\Delta a_o/a_o = (a_o' - a_o)/a_o = (\sin\theta/\sin\theta') - 1, \qquad (4)$$

где θ и θ′ – брегговские углы дифракции от необлученного и облученного материала соответственно.

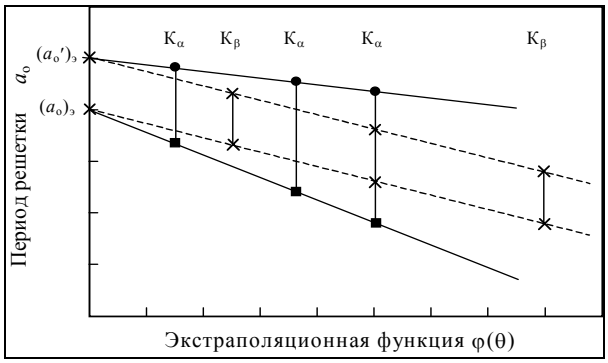


Рис. 8. Графическая иллюстрация к методикам прецизионного (■ – ●) и экспрессного (× – ×) определения $\Delta a_o/a_o = \Delta(a_o)_э/(a_o)_э$.

Поскольку в разработанной методике геометрия рентгеносъемки для порошков облученного и необлученного материалов одна и та же (см. на рис. 8 одинаковые наклоны пунктирных линий), величина $\Delta a_o = a_o' - a_o$ будет одинаковой при любом брегговском угле K_β-линии и к тому же равной величине $(\Delta a_o)_э = (a_o')_э - (a_o)_э$.

Следует отметить, что в отдельных случаях, когда значения a_o и a_o' различались более чем на 0,0015 нм, вместо K_β-линии использовалась одна из K_α-линий в области малых или средних углов θ. При этом в обоих вариантах методики предварительным и обязательным элементом определения $\Delta a_o/a_o$ являлось графическое (по методу Речингера [3,6]) разделение накладывающихся друг на друга линий от облученного и необлученного материала. Любые ошибки при выполнении графического разделения этих линий заметно влияли на погрешность определения искомой величины $\Delta a_o/a_o$, однако при наличии возможности надежного разделения линий погрешность определения $\Delta a_o/a_o$ в экспрессной методике была близка к погрешности определения $\Delta(a_o)_э/(a_o)_э$ в стандартной прецизионной методике.

ИЗМЕРЕНИЕ МИКРОТВЕРДОСТИ ТВЭЛОВ

В стандартной методике измерения микротвердости HV материала твэлов до и после облучения процесс измерения HV осуществлялся на приборе ПМТ-3 при 15-секундном нагружении индентора массой 50, 100 или 150 г, причем для каждого конкретного твэла нагрузка до и после облучения была одной и той же, так как для карбидов характерна сильная зависимость значения твердости от величины нагрузки на индентор [7]. Значение микротвердости материала твэла (в ГПа) вычислялось по ФОРМУЛЕ

$$HV = 1{,}854\ P/z^2, \qquad (5)$$

Где P – нагрузка на индентор, Н; z – размер диагонали отпечатка индентора, мкм.

Стандартная процедура определения микротвердости твэла по Виккерсу состояла в многократном (30-50 раз) прицельном индентировании поверхности шлифа в центральные участки зерен, минуя границы, видимые поры и включения, измерении размеров z_i, пересчете размеров отпечатков в значения HV и вычислении средней величины микротвердости $\overline{HV}$. Поскольку такая процедура давала удовлетворительные результаты только в отдельных случаях относительно низкопористых структур у твэлов из (U,Zr,Nb)C, параллельно использовалась также методика экспрессного нахождения максимального значения микротвердости HV_{max}.

Последнее было связано с тем, что в случае высокопористых структур (а для структур твэлов из (U,Zr)C+C, например, характерной была пористость на уровне 30 %) корректное нахождение значения $\overline{HV}$ даже при значительном увеличении количества уколов не представлялось возможным из-за наличия подповерхностных (по отношению к поверхности шлифа) пор, а также неоднородно распределенных микропор. На рис. 9 в качестве примера показана структура, где все 16 уколов наносились в первоначально чистые даже от мелких пор тела зерен.

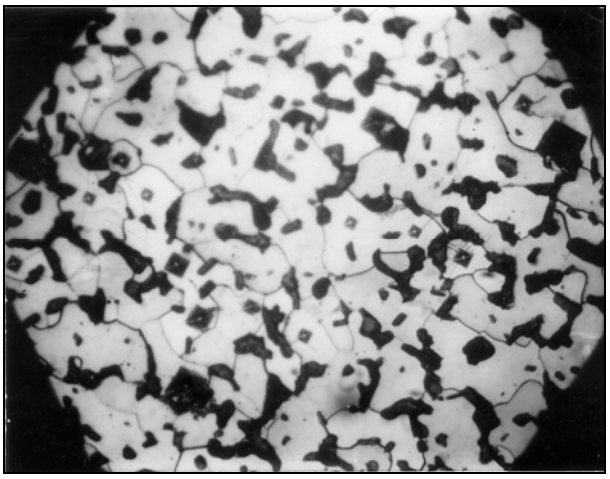


Рис. 9. Микроструктура (×200) твэла из (U,Zr)C+C, содержащая 16 отпечатков индентора, нагруженного массой 50 г.

Видно, что после индентирования по крайней мере у половины отпечатков размер определяется не твердостью материала, а наличием подповерхностных пор. На это указывает и сопоставление 16 значений HV, полученных из результатов измерений размеров отпечатков: 20,0, 18,4, 18,4, 16,9, 16,9, 16,0, 12,8, 11,2, 10,5, 9,8, 5,8, 4,9, 4,0, 1,5, 1,3 и 1,1 ГПа.

Так как конечной целью измерений HV материала твэлов являлось определение величины и знака изменения микротвердости твэлов $\Delta HV/HV$ под влиянием облучения, то использование HV_{max} вместо $\overline{HV}$ вполне оправдано, поскольку величина $\Delta HV_{max}/HV_{max}$ подобно величине $\Delta\overline{HV}/\overline{HV}$ укажет на тенденцию изменения микротвердости, но процедура нахождения HV_{max} не встречает особых методических трудностей: нахождение HV_{max} сводится, по сути, к отысканию отпечатка минимального размера z_o (см. рис. 10) среди большого числа отпечатков с относительно небольшими размерами.

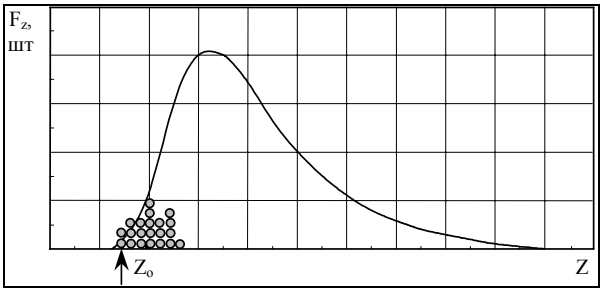


Рис. 10. Графическая иллюстрация к отысканию максимального значения микротвердости высокопористого материала карбидного твэла.

Для этого после каждого укола оценивается размер отпечатка, а измерение его проводится только в том случае, если он попадает в условный разряд отпечатков с явно малыми размерами (такие размеры заполняли бы левый угол под предполагаемой гистограммной кривой F_z, показанной на рис. 10).

За искомую величину HV_{max} принимается значение HV, вычисленное из размера минимального отпечатка z_o.

Использование экспрессной методики измерения микротвердости HV_{max} не встречало никаких ограничений при исследовании как высокопористых карбидных, так и максимально высокопористых карбидографитовых твэлов. К достоинствам данной методики можно отнести также и то, что, кроме повышения экспрессности определения величины и знака изменения микротвердости материала твэла под облучением, методика остается полностью работоспособной во всех тех случаях, когда стандартная методика измерения HV перестает быть применимой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработан ряд экспрессных методик, предназначенных для послереакторных материаловедческих исследований состояния безоболочковых стержневых карбидных и карбидографитовых твэлов ЯЭДУ.

Все методики были использованы в течение ряда лет совместно со стандартными (а в отдельных случаях и взамен стандартных) при выполнении исследований по послереакторной материаловедческой отработке конструкции и материального состава твэлов применительно к условиям их эксплуатации в реакторе установки ЯЭДУ на двигательном и энергетических режимах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ланин А.Г., Зубарев П.В., Власов К.П. Исследование механических и теплофизических свойств материалов ТВС ВТГР. – Атомная энергия, 1993, т.74, вып. 1, с. 42-47.
2. Дерявко И.И., Перепелкин И.Г., Пивоваров О.С., Стороженко А.Н. Исследование работоспособности стержневых карбидных твэлов на энергетическом режиме большой мощности реактора ЯЭДУ. – Сб. «Вестник НЯЦ РК», вып. 4, Курчатов, НЯЦ РК, 2000, с. 122-126.
3. Русаков А.А. Рентгенография металлов. – М., Металлургия, 1977. – 480 с.
4. Уманский Я.С., Скаков Ю.А., Иванов А.Н., Расторгуев М.Н. Кристаллография, рентгенография и электронная микроскопия. – М., Металлургия, 1982. – 632 с.
5. Тейлор Д. Введение в теорию ошибок. /Пер. с англ./.– М., Мир, 1985. – 431 с.
6. Тейлор А. Рентгенография металлов. /Пер. с англ./.– М., Металлургия, 1965. – 438 с.
7. Milman Y.V. Phusics of hardness of high-melting compounds. – In: Materials science of carbides, nitrides and borides (edited by Y.G. Gogotsi and R.A. Andrievski), Dordrecht, Kluwer Academic Publishers, 1999, series 3, vol. 68, p. 323-326.

ҚАБЫҚШАСЫЗ ӨЗЕКТІ КАРБИДТІК ОТЫН ЭЛЕМЕНТТЕРІНІҢ КЕЙІНГІ РЕАКТОРЫН ЗЕРТТЕУГЕ АРНАЛҒАН ЭКСПРЕССТІК ӘДІСТЕМЕЛЕР

[1)]И.И. Дерявко, [2)]И.Г.Перепелкин, [1)]О.С.Пивоваров, [1)]А.Н.Стороженко

[1)]Атом Энергиясы Институты
[2)]ҚР Ұлттық Ядролық Орталығы

Құрылымның жоғары кеуектік жағдайында отын карбидтінің микроқаттылығын өлшеу әдістемесі, отын элементі ісінуінің рентгенографиялық анықталу әдістемесі, отын элементінің жоғары қабатындағы сызаттарды

табу әдістемесі, отын элементінің кіші қисықтығын табу әдістемесі және қыздырылатын секциядағы отын элементтері шоғын бұрау бұрышын бағалау әдістемесі сияқты сәулеленген өзектік карбидттік отын элементтерін зерттеудің эксперестік әдістемелеріне қысқаша сипаттама берілген. Әрбір әзірленген әдістемелердің қолданылу шекаралары да көрсетілген.

EXPRESS METHODS FOR POSTREACTOR RESEARCH OF CLADDING-FREE ROD CARBIDE FUEL PINS

[1)]I.I. Deryavko, [2)]I.G. Perepelkin, [1)]O.S.Pivovarov, [1)]A.N.Storozhenko

[1)]Institute of Atomic Energy, National Nuclear Center, Kurchatov, Republic of Kazakhstan
[2)]National Nuclear Center, Kurchatov, Republic of Kazakhstan

Brief descriptions of the following express methods of irradiated rod carbide fuel pins research were provided: the method of fuel pins bunch swirl angle evaluation in heating section, the method of fuel pin small-scale bending detection, the method of surface crack detection in fuel pin, the method of fuel pin swelling X-ray detection and the method of fuel carbide microhardness measuring in case of structure high porosity. Appliance boundaries of each developed method are pointed out.

УДК 539.26:620.192.4

РЕНТГЕНОГРАФИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОСТАТОЧНЫХ МАКРОНАПРЯЖЕНИЙ В БЕЗОБОЛОЧКОВЫХ СТЕРЖНЕВЫХ КАРБИДНЫХ ТВЭЛАХ

[1)]Дерявко И.И., [2)]Егоров В.С., [2)]Ланин А.Г., [3)]Перепелкин И.Г., [1)]Пивоваров О.С., [2)]Таубин М.Л.

[1)]Институт атомной энергии, Казахстан
[2)]ГосНИИ НПО «Луч», г. Подольск, Россия
[3)]Национальный ядерный центр РК

Осуществлены рентгенографические измерения величины и знака радиационных остаточных макронапряжений, возникающих в стержневых карбидных твэлах в процессе их испытаний во входных нагревных секциях проточных водородоохлаждаемых технологических каналов реакторов ИВГ.1 и ИРГИТ. При выполнении измерений использовались четыре метода: разработанный неразрушающий двухсъемочный метод поворотов, реализующий рентгеновскую фоторегистрацию, и три рентгенодифрактометрических метода – неразрушающий многосъемочный метод поворотов, разрушающий метод суммы главных напряжений и специально разработанный разрушающий метод измерений на порошковых образцах.

Показано, что все четыре метода дают один и тот же знак напряжений и достаточно близкие значения их величин. Выяснена природа экспериментально измеряемых напряжений. Доказано, что увеличение длительности испытаний приводит к росту сжимающих остаточных макронапряжений на поверхностях твэлов только на начальных стадиях облучения, после чего их величина сохраняется на уровне 200 МПа.

Введение

Хорошо известно (см., напр., [1,2]), что состояние стержневых карбидных твэлов, прошедших испытания в проточных технологических каналах реакторов ИВГ.1 и ИРГИТ на двигательном режиме (ДР) реактора установки ЯЭДУ, в значительной степени зависело от конкретных условий испытаний. Так, у твэлов, испытанных в каналах типа ТК300, ТКМ, ТКТ и ТК100 на режимах, заметно сниженных по сравнению с номинальными для режима ДР, обнаруживалось вполне удовлетворительное состояние: поврежденность твэлов поверхностными трещинами и поломки стержней были единичными явлениями, закрутки пучков твэлов в нагревных секциях (НС) были небольшими, возрастание коэффициента гидравлического сопротивления (КГС) трактов охлаждения ТВС также было небольшим. А у твэлов, испытанных в каналах типа КЭТ и КЭП на режимах, близких к номинальному режиму ДР, наоборот, наблюдалась весьма существенная деградация исходного состояния.

В частности, у твэлов входных (низкотемпературных) секций таких каналов отмечались многочисленные повреждения трещинами и массовые поломки стержней, причем с увеличением количества N пусков реактора количество поломок твэлов возрастало, и после, например, 6 пусков количество сломанных твэлов достигало ~80 % (а углы закрутки пучков твэлов в НС увеличивались до ~20°). Разрушенные твэлы в первых двух входных НС при N>6 представляли собой мелкие (длиной 3…15 мм) и слегка перемешанные фрагменты стержней, что значительно – на сотни процентов – повышало КГС на входных участках трактов охлаждения ТВС. В остальных четырех высокотемпературных секциях твэлы или оставались целыми, или разрушались только на крупные (длиной более 30 мм) фрагменты. Здесь следует иметь в виду, что твэлы двух первых входных НС испытывались при температуре ниже 1800 К, т.е. в температурной области макрохрупкого состояния спеченного карбидного материала.

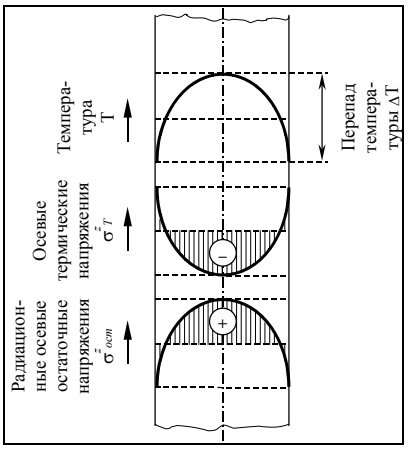


Рис. 1. Схематические иллюстрации к объяснению поломок и упрочнения твэлов.

С учетом всего указанного выше интересно отметить, что именно у твэлов входных НС, испытанных как в каналах ТК300, ТКМ, ТКТ и ТК100, так и в каналах КЭТ и КЭП, фиксировалось наиболее заметное послереакторное упрочнение (при измерении на целых стержнях), достигающее в отдельных случаях почти 100 %. Такое одновременное существование и негативных (поломки), и позитивных (упрочнение) моментов послереакторного состояния твэлов входных НС имело общую причину – наличие у твэла, испытываемого в температурной области хрупкого состояния, перепада температуры ΔT по его сечению (см. рис. 1), вызванного интенсивным

съемом тепла с поверхности прокачиваемым через ТВС водородом.

В процессе выхода реактора на стационарный режим радиальный температурный перепад в каждом твэле возрастает от нуля до максимума и остается равным этому максимуму в течение всего пуска. Значение перепада ΔT зависит от удельного энерговыделения q_v, теплопроводности материала твэла λ и его радиуса R [3,4]:

$$\Delta T = q_v R^2/(4\lambda) = q_s R/(2\lambda), \qquad (1)$$

где q_s – удельный тепловой поток с поверхности твэла.

Этот перепад создает термические макронапряжения σ_T с растягивающей компонентой на поверхности твэла (см. эпюру σ_T на рис. 1). Значения осевых и окружных растягивающих термических напряжений можно найти [4-7] по формуле

$$\sigma_T = \alpha E\Delta T/[2(1-\nu)] = \alpha E q_s R/[4\lambda(1-\nu)], \qquad (2)$$

где α – коэффициент линейного расширения; E – модуль нормальной упругости; ν – коэффициент Пуассона.

Если напряжения σ_T превысят предел прочности материала твэла на растяжение, на поверхности твэла возникнут трещины. В дальнейшем произойдет доламывание ослабленного трещинами топливного стержня изгибными, бандажными и вибрационными нагрузками. В этом и состоит суть негативных моментов послереакторного состояния твэла.

Суть же позитивных моментов состоит в упрочнении твэла за счет возникновения на его поверхности сжимающих остаточных макронапряжений $\sigma_{ост}$ (см. эпюру $\sigma_{ост}$ на рис. 1). Напряжения $\sigma_{ост}$ возникнут опять же из-за наличия в облучаемом твэле радиального перепада температуры ΔT, который вызовет неоднородное по сечению стержня радиационное распухание материала твэла: объем периферийных (более холодных) областей твэла будет увеличиваться сильнее, чем объем внутренних (более горячих) областей. Это и обеспечит появление сжимающих радиационных остаточных напряжений на поверхности твэла и растягивающих внутри, поскольку внутренние области, препятствуя чрезмерному расширению поверхностных областей, создадут в них упругое сжатие, а сами при этом окажутся упруго растянутыми.

Хотя эффект радиационного упрочнения твэлов проточных технологических каналов был обнаружен К.П. Власовым с сотрудниками еще в 1974 году, экспериментального подтверждения причин возникновения эффекта упрочнения и экспериментального доказательства существования напряжений $\sigma_{ост}$ не было вплоть до начала 80-х годов. В связи с этим целью настоящей работы, начатой в 1981 году, являлось экспериментальное доказательство существования остаточных радиационных макронапряжений в твэлах, испытанных в проточных каналах, т.е. доказательство тех утверждений, которые изложены в предыдущем абзаце. Дополнительной целью работы являлось установление предельных уровней возникающих напряжений $\sigma_{ост}$.

Методики и результаты измерений

В экспериментах, выполнявшихся в начале 80-х годов, участвовали только твэлы каналов ТК300, прошедшие испытания в реакторе ИВГ.1 в серии из трех пусков (ЭП, ИП-1, ИП-2).

Для рентгенографических измерений величины и знака осевых макронапряжений $\sigma^z_{ост}$ на поверхностях твэлов использовался разработанный неразрушающий двухсъемочный метод [8] с фоторегистрацией напряжений в специально переоборудованной камере типа КРОС. Метод почти повторял стандартный двухсъемочный метод [9] с фоторегистрацией в рентгенкамере, только углы поворота образца по отношению к первичному пучку выбирались в нем в соответствии с величиной брегговского угла θ используемой линии hkl. Вычисление напряжений $\sigma^z_{ост}$ проводилось по формуле

$$\sigma^z_{ост} = E_{hkl}\Delta_{hkl}/[16L(1+\nu)\sin 2\theta \sin^2\theta], \qquad (3)$$

где E_{hkl} – "рентгеновский" модуль упругости (в работе использовались известные значения модулей E_{hkl} для ZrC и NbC); Δ_{hkl} – смещение линии hkl при переходе от первой съемки ко второй; L – расстояние образец-пленка; ν – коэффициент Пуассона.

Уже первые результаты измерений $\sigma^z_{ост}$ в твэлах первых пяти НС восьмисекционных ТВС двух каналов ТК300 показали, что измеряемые напряжения действительно являются радиационными остаточными макронапряжениями. Во-первых, у твэлов всех НС обоих каналов на поверхности присутствовали только сжимающие напряжения, причем весьма заметного уровня – от ~50 до ~250 МПа (см. рис. 2).

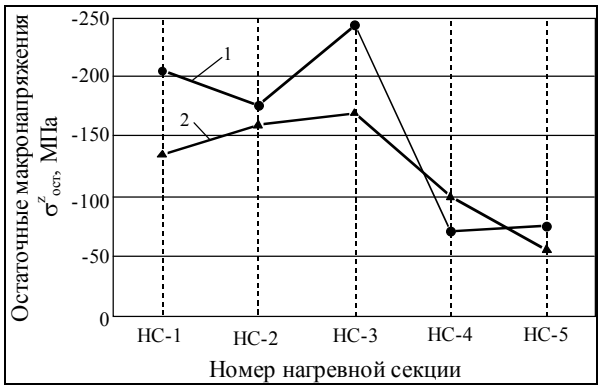


Рис. 2. Уровни рентгенографически измеренных осевых напряжений на поверхностях твэлов первых пяти НС двух проточных каналов: 1 – ТК300 №42; пуски ЭП, ИП-1, ИП-2; Φ_T ~2,5·10^{17}см$^{-2}$; 2 – ТК300 №27; пуск ИП-2; Φ_T ~1,0·10^{17}см$^{-2}$

При этом наибольшие напряжения были зафиксированы именно у твэлов первых трех вход- ных НС, испытанных при $T_{обл} < T_{х\text{-}п}$, где $T_{х\text{-}п}$ – температура хрупко-пластического перехода карбидного материала, т.е. у тех твэлов, которые, как известно, должны приобретать наибольшие упрочнения среди твэлов данного канала. А у твэлов более высокотемпературных НС (средние значения $T_{обл}$ у твэлов четвертых и пятых НС составляли соответственно ~1800 и ~2200 К) уровни напряжений были (за счет частичной релаксации) заметно ниже.

Во-вторых, у всех облученных твэлов экспериментально обнаруживалось преимущественное распухание материала периферийных областей: периоды решетки a^n_o, измеренные на поверхностях твэлов, были всегда выше среднемассовых периодов решетки $\bar{a}_o$, измеренных на порошковых образцах, изготовленных из фрагментов твэлов. (В частности, это было показано для твэлов первых пяти НС каналов ТК300 №27 и ТК300 №42.) Кроме того, для одного из облученных твэлов была построена зависимость изменения периода решетки вдоль радиуса стержня и выяснено, что вид кривой $a_o = f(R)$ близок к параболической (измерения $(a_o)_i$ осуществлялись прицельной съемкой в различные участки поверхности сильно скошенного среза этого твэла).

В-третьих, при выполнении изохронных (в течение 1 ч) отжигов твэлов первых трех НС канала ТК300 №42 было установлено (рис. 3), что напряжения $\sigma^z_{ост}$ отжигаются (исчезают, разряжаются, релаксируют) при заметно различных температурах

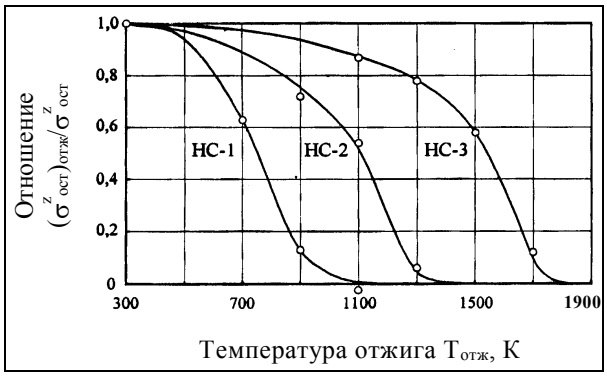


Рис. 3. Температурная устойчивость радиационных макронапряжений $\sigma_{ост}$ в твэлах, облученных в канале ТК300 №42 при различных $T_{обл}$.

$T_{отж}$, причем интенсивный отжиг напряжений наблюдается только при $T_{отж} > T_{обл}$. Кроме того, было установлено, что отжиг напряжений сопровождается уменьшением различий в величинах a^n_o и $\bar{a}_o$, и при полном отжиге $\sigma^z_{ост}$ различия между a^n_o и $\bar{a}_o$ полностью исчезают. Этот экспериментальный факт следует рассматривать как самое непосредственное подтверждение причин образования радиационных макронапряжений в твэлах.

В дальнейшем, используя твэлы только из первых НС, прошедших испытания в шести каналах ТК300, было проведено также рентгенографическое изучение влияния дозы облучения на уровень возникающих напряжений $\sigma_{ост}$. Оказалось (см. рис. 4), что повышение флюенса нейтронов на порядок приводит к более чем двукратному повышению уровня радиационных макронапряжений. Результаты, представленные на рис. 4, сразу же заставили высказать опасения за целостность твэлов, участвующих в длительных реакторных испытаниях в проточных каналах. Действительно, при увеличении дозы облучения положительное влияние увеличения сжимающих напряжений на поверхностях твэлов может смениться на отрицательное, когда уровни растягивающих $\sigma_{ост}$ внутри твэлов превысят предел прочности материала на растяжение.

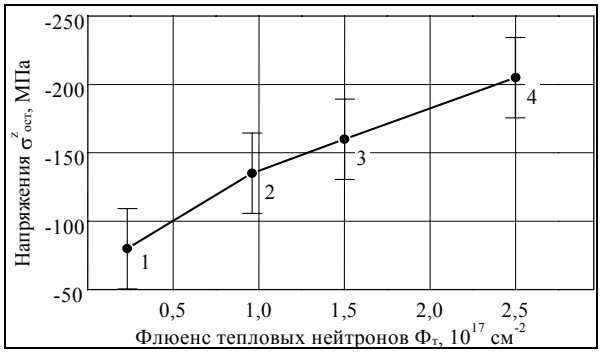


Рис. 4. Влияние дозы облучения на уровень радиационных напряжений, возникающих в твэлах НС №1 различных каналов ТК300:

1 – ТК300 №№22 и 40 (пуск ЭП);
2 – ТК300 №27 (пуск ИП-2);
3 – ТК300 №05 (пуск ИП-1);
4 – ТК300 №№36 и 42 (пуски ЭП,ИП-1, ИП-2).

Вопрос о степени опасности предполагаемого чрезмерного нарастания радиационных макронапряжений с ростом дозы облучения долгое время оставался открытым. И только в 1990 году были начаты исследования по экспериментальному выяснению степени этой опасности. Для этого в дополнение к данным рис. 4 были выполнены рентгенографические измерения величин и знаков остаточных напряжений на поверхностях твэлов, испытанных в каналах ТК100, ТКМ, ТКТ и КЭТ. Для проведения измерений были отобраны прямые и целые, т.е. без искривлений и без поломок, а также без поверхностных трещин, искажающих результаты рентгенографических измерений макронапряжений, твэлы из низкотемпературных НС.

При проверке отсутствия искривлений твэлов использовалось приспособление КС [10] для измерения угла скатывания стержня с платформы КС. При проверке отсутствия трещин в твэлах вместо трудоемкого метода цветовой дефектоскопии использовалась разработанная экспрессная методика [10], которая позволяла после измерения у всех твэлов данной НС значений упругого прогиба $f_м$ и погонного электросопротивления R отбраковать все

твэлы с трещинами, т.е. все те топливные стержни, которые обладали одновременно повышенными значениями $f_м$ и R. В дальнейшем проводилась рентгенографическая отбраковка: из оставшихся твэлов отбраковывались те, которые при рентгенодифрактометрической записи дифракционных линий с большими углами 2θ давали слишком слабые и размытые отражения. И только после этого в отдельных твэлах (например, в твэлах каналов КЭТ, прошедших большое количество пусков) проводилась дополнительная проверка отсутствия трещин методом цветовой дефектоскопии. Через такие этапы отбраковки не прошел, в частности, ни один твэл из НС №1 и НС №2 каналов КЭП №2 и КЭТ №43, испытанных соответственно в 3 и 9 пусках реактора ИВГ.1.

При дифрактометрических измерениях осевых макронапряжений $\sigma^z_{ост}$ на поверхностях твэлов использовались три дублирующих друг друга метода: неразрушающий многосъемочный метод поворотов (так называемый $\sin^2\psi$-метод [11]), разрушающий метод суммы главных напряжений [9] и разработанный метод опосредствованного определения радиационных макронапряжений $\sigma_{ост}$ с использованием результатов измерений периодов a_o только на порошковых образцах. Во всех трех методах исследуемым участком являлась середина длины стержня.

В $\sin^2\psi$-методе при определении величины и знака напряжений $\sigma^z_{ост}$ на гониометрический столик дифрактометра устанавливался держатель (см. рис. 5) с четырьмя горизонтально расположенными твэлами, образующими вертикальную стенку высотой около 9 мм, и осуществлялись измерения величин и знаков смещений линии $\Delta 2\theta$ при переходе от фокусированной ($2\theta_o$) к расфокусированным ($2\theta_\psi$) съемкам для вычисления напряжений $\sigma^z_{ост}$ по формуле

$$\sigma^z_{ост} = -E_{hkl}\, ctg\, \theta_o(2\theta_\psi - 2\theta_o)/[2(1-\nu)\sin^2\psi], \quad (4)$$

где ψ – углы поворота столика, отсчитанные от его положения при фокусировке по Брегу-Брентано (в работе использовались три угла ψ_i в области 45°).

Точность выведения рентгенографируемых поверхностей твэлов на вертикальную ось гониометра контролировалась предварительной съемкой эталона (объекта без макронапряжений). В качестве эталона использовался *Al*-порошок, нанесенный тонким слоем на поверхности твэлов: при хорошем совпадении рентгенографируемых поверхностей твэлов с осью гониометра фиксировалось отсутствие смещения линий *Al*. Использовались в качестве эталона и четыре твэла, в которых напряжения были устранены созданием густой сетки неглубоких поверхностных трещин (путем резкого охлаждения их в воде после нагрева до необходимо высокой температуры).

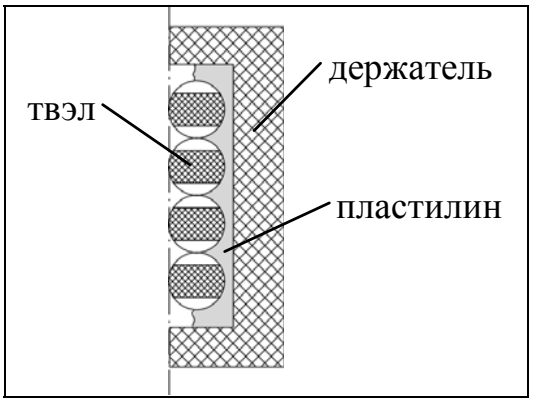


Рис. 5. Держатель с закрепленными в нем четырьмя твэлами.

В разрушающем методе суммы главных напряжений при определении величины и знака напряжений $\sigma^z_{ост}$ осуществлялось измерение величины и знака изменения периода решетки a^n_o материала поверхности твэла в напряженном состоянии (a^σ_o) и в состоянии без напряжений (a^o_o) и вычисление $\sigma^z_{ост}$ по формуле

$$\sigma^z_{ост} = (\sigma^z_{ост} + \sigma^\theta_{ост})/2 = -E_{hkl}(a^\sigma_o - a^o_o)/(2\nu a^o_o). \quad (5)$$

Для измерения a^o_o использовались два варианта устранения напряжений. В первом варианте напряжения разряжались созданием густой сетки неглубоких поверхностных трещин. А во втором варианте период решетки измерялся на порошке, напиленном алмазным надфилем из материала тонкого поверхностного слоя твэла.

В разработанном методе опосредствованного определения величины и знака напряжений $\sigma^z_{ост}$ использовались результаты измерений периодов a_o только на порошковых образцах, т.е. результаты измерений указанного в формуле (5) периода a^o_o и среднемассового периода $\bar{a}_o$. Величины и знаки действующих на поверхности твэлов напряжений $\sigma^z_{ост}$ рассчитывались по формуле

$$\sigma^z_{ост} = -E_{cm}(a^o_o - \bar{a}_o)/[(1-\nu)\bar{a}_o], \quad (6)$$

предполагая, что распределение напряжений $\sigma^z_{ост}$ по сечению твэла имеет парболический вид. Поскольку статический модуль упругости $E_{ст}$ у спеченных карбидов сильным образом зависит от пористости структуры [12,13], то, с целью корректного использования формулы (6), у всех твэлов перед выполнением измерений напряжений $\sigma^z_{ост}$ были измерены модули $E_{ст}$ по методике, указанной в [10].

Опосредствованность последнего метода измерений напряжений очевидна: если в стержне возникает градиент периода a_o по его сечению, не приводящий к возникновению упругих макронапряжений, этот метод будет давать величину и знак тех фиктивных напряжений, которые в принципе могли бы возникнуть под влиянием данного градиента a_o. Другое дело, что напряжения, найденные по этому

методу, хорошо соответствовали напряжениям, найденным по первым двум методам (что лишний раз подтвердило причины образования радиационных остаточных макронапряжений $\sigma_{ост}$ в твэлах).

Результаты выполненных исследований по измерению $\sigma_{ост}$ в твэлах каналов КЭТ, ТКМ, ТКТ и ТК100 (см. рис. 6, где для сравнения и полноты результатов приведены также данные для твэлов, испытанных в каналах ТК300) показали, что непрерывный рост дозы облучения вплоть до выгораний порядка $2\cdot10^{18}$ дел/см^3 не сопровождается непрерывным ростом сжимающих $\sigma_{ост}$ на поверхности твэла (и растягивающих $\sigma_{ост}$ внутри) до чрезмерно высоких значений, способных привести к разрушению стержня на фрагменты. Нарастание неоднородности распухания материала твэла (нарастание $\sigma_{ост}$), как видно из рисунка, прекращается после выгорания порядка $3\cdot10^{17}$ дел./см^3 (отмечено пунктиром).

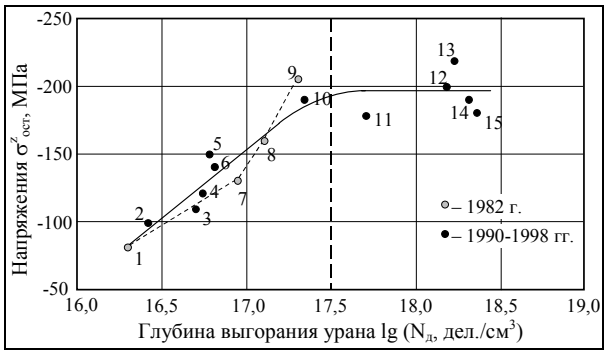


Рис. 6. Дозовая зависимость прироста радиационных напряжений в твэлах, построенная по результатам измерений $\sigma'_{ост}$ на поверхностях твэлов низкотемпературных НС:

1 – НС-1; ТК300 №№22 и 40; ИВГ.1 (I а.з.); ЭП;
2 – НС-2; ТК100.02 №18; ИРГИТ №2; 1 ТП;
3 – НС-1; КЭТ №273455; ИВГ.1 (IV а.з.); ЭП;
4 – НС-3; ТК100.01 №39; ИРГИТ №1; ЭП+2 ТП;
5 – НС-2; ТК100.02 №9; ИРГИТ №1; ЭП+2 ТП;
6 – НС-1; ТКТ №2; ИВГ.1 (II а.з.); 1 ТП;
7 – НС-1; ТК300 №27; ИВГ.1 (I а.з.); 1 ТП;
8 – НС-1; ТК300 №05; ИВГ.1 (I а.з.); 1 ТП;
9 – НС-1; ТК300 №№36 и 42; ИВГ.1 (Iа.з.);ЭП+2 ТП;
10 – НС-1; КЭТ №101; ИВГ.1 (II а.з.); 1 ТП;
11 – НС-3; ТКМ №25; ИВГ.1 (II а.з.); 4 ТП;
12 – НС-2; КЭТ №7; ИВГ.1 (II а.з.); ЭП+5 ТП;
13 – НС-3; ТКТ №01; ИВГ.1 (II а.з.); 7 ТП;
14 – НС-3; ТКМ №27; ИВГ.1 (II а.з.); 9 ТП;
15 – НС-2; КЭТ №32; ИВГ.1 (II а.з.); 5 ТП.

Следует обратить внимание на то, что на рис. 6 объединены полученные в разные годы (с 1982 года по 1998 год) результаты исследований твэлов из 17 проточных технологических каналов различного типа, прошедших испытания (при различных сочетаниях энергетических (ЭП) и типовых (ТП) пусков) в трех активных зонах реактора ИВГ.1 и двух активных зонах реактора ИРГИТ; при этом исследования выполнялись как методом фоторегистрации напряжений, так и методами дифрактометрической регистрации. Несмотря на все эти усложняющие особенности исследований, полученные результаты рентгенографических измерений напряжений позволяют утверждать, что увеличение длительности реакторных испытаний (повышение дозы облучения) приводит к повышению сжимающих радиационных макронапряжений на поверхностях твэлов только до определенного уровня, а именно – до ~200 МПа, что исключает опасность разрушения карбидных топливных стержней от растягивающих радиационных макронапряжений, действующих в их внутренних областях.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены рентгенографические исследования остаточных макронапряжений в стержневых карбидных твэлах, прошедших испытания в проточных водородоохлаждаемых каналах реакторов ИВГ.1 и ИРГИТ на режиме ДР реактора установки ЯЭДУ.

С использованием стандартных и разработанных методов измерения напряжений обнаружено существование остаточных макронапряжений в твэлах и доказано, что эти напряжения имеют радиационную природу, т.е. вызваны преимущественным распуханием периферийных областей стержне. Экспериментально доказано также отсутствие опасности чрезмерного нарастания радиационных макронапряжений в твэлах с ростом дозы их облучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дерявко И.И., Перепелкин И.Г., Пивоваров О.С., Тарасов В.И. Исследование причин повреждаемости стержневых карбидных твэлов при ресурсных испытаниях в реакторе ИВГ.1. – Тезисы межд. научно-практ. конф. "Ядерная энергетика в Республике Казахстан. Перспективы развития", Актау, 1996 г./.– Курчатов, ИАЭ НЯЦ РК, 1996, с. 88-89.
2. Дерявко И.И., Перепелкин И.Г., Пивоваров О.С. и др. Анализ возможностей повышения функциональной работоспособности твэлов реактора ЯРД. – Сб. "Вестник НЯЦ РК", вып. 1, Курчатов, 2000, с. 88-92.
3. Ланин А.Г., Федоров В.Б., Егоров В.С. Экспериментальные методы определения термостойкости тугоплавких материалов. – Теплофизика высоких температур, 1966, т. 6, № 6, с. 865-871.
4. Федик И.И., Колесов В.С., Михайлов В.Н. Температурные поля и термонапряжения в ядерных реакторах. – М., Энергоатомиздат, 1985. – 280 с.
5. Андриевский Р.А., Ланин А.Г., Рымашевский Г.А. Прочность тугоплавких соединений. – М., Металлургия, 1974. – 232 с.
6. Займовский А.С., Калашников В.В., Головнин И.С. Тепловыделяющие элементы атомных реакторов. – М., Атомиздат, 1966. – 520 с.

7. Fedik I.I. High temperature carbide structures in nuclear power. – In: Materials science of carbides, nitrides and borides (edited by Y.G. Gogotsi and R.A. Andrievski), Dordrecht, Kluwer Academic Publishers, 1999, series 3, vol. 68, p. 337-342.
8. Дерявко И.И., Ланин А.Г. Способ измерения напряжений. – А.с. № 737818, G01N 23/205, бюлл. №20, 1980.
9. Русаков А.А. Рентгенография металлов. – М., Металлургия, 1977. – 480 с.
10. Дерявко И.И., Перепелкин И.Г., Пивоваров О.С., Стороженко А.Н. Экспрессные методики для послереакторного исследования безоболочковых стержневых карбидных твэлов. – Сб. «Вестник НЯЦ РК», вып. 4, Курчатов, НЯЦ РК, 2001, (наст. изд.).
11. Комяк Н.И., Мясников Ю.Г. Рентгеновские методы и аппаратура для определения напряжений. – Л., Машиностроение, 1972. – 85 с.
12. Lanin A.G. Strength and thermal strength resistance of refractory compounds. – In: Materials science of carbides, nitrides and borides (edidet by Y.G. Gogotsi and R.A. Andrievski), Dordrecht, Kluwer Academic Publishers, 1999, series 3, vol. 68, p. 305-322.
13. Белов В.С., Кульбах А.А., Князев В.И., Рымашевский Г.А. Влияние пористости на модуль Юнга карбида циркония. – Сб. "Методы и средства исследования материалов и конструкций, работающих под воздействием радиации", вып. 1, Атомиздат, 1973, с. 112-114.

ҚАБЫҚШАСЫЗ ӨЗЕКТІ ОТЫН ЭЛЕМЕНТТЕРІНДЕГІ МАКРОКЕРНЕУЛЕР ҚАЛДЫҒЫН РЕНТГЕНОГРАФИЯЛЫҚ КЕРНЕУДЕН ӨТКІЗУ

[1)]И.И.Дерявко, [2)]В.С.Егоров, [2)]А.Г.Ланин, [3)]И.Г.Перепелкин, [1)]О.С.Пивоваров, [2)]М.Л.Таубин

[1)]Атом Энергиясы Институты, Қазақстан
[2)]Мемлекеттік ҒЗИ НПО «Луч», Подольск қаласы, Ресей
[3)]ҚР Ұлттық Ядролық Орталығы

ИРГИТ және ИВГ.1 сынау процесінде өзектік карбидттік отын элементтерінде пайда болатын реакторлардың қыздырғыш кіре беріс секцияларындағы ағынды сутегімен салқындатылатын технологиялық арналарда өзектік карбидттік радиациялық макрокернеулер қалдығы шамасы мен белгісінің рентгенографиялық өлшеулерін өткізу жүзеге асырылды. Өлшеулер жүргізілгенде төрт әдіс қолданылды: рентгендік фототіркеуін жүзеге асыратын әзірленген қирамайтын екі рет түсіретін айналыстар әдісі және үш рентгенодифрактометрикалық әдістер –қирамайтын көп реет түсіретін айналыстық әдіс, негізгі кернеулердің сомасының қирау әдісі және ұнтақ үлгілерді пайдаланатын арнайы әзірленген қирайтын өлшеу әдісі.

Барлық төрт әдіс те бір кернеу белгісі мен олардың жеткілікті ұқсас мәндерін беретіні көрсетілген. Тәжрибелер арқылы өлшенетін кернеулер табиғаты анықталды. Сынаулар ұзақтығының көп болуы бастапқы сәулелену сатыларында ғана, отын элементтерінің жоғарғы қабатында сығылған макрокернеулер қалдығының өсуіне әкелетіні дәлелденген, осыдан кейін олардың мөлшері 200 МПа деңгейінде сақталынады.

ROENTGENOGRAPHIC STUDY OF RESIDUAL MACROSTRESS IN CLADDING-FREE ROD CARBIDE FUEL PINS

[1)]I.I. Deryavko, [2)]V.S. Egorov, [2)]A.G. Lanin, [3)]I.G. Perepelkin, [1)]O.S. Pivovarov, [2)]M.L. Taubin

[1)]Institute of Atomic Energy, National Nuclear Center, Kurchatov, Republic of Kazakhstan
[2)]State SRI RPA «Luch», Podolsk-city, RF
[3)]National Nuclear Center, Kurchatov, Republic of Kazakhstan

There have been performed roentgenographic measurements of value and sign of radiation residual macrostresses occurring in the rod carbide fuel pins in the course of their testing in inlet heated sections of flowing hydrogen-cooling technological channels for the reactors IVG.1 and IRGIT.

When performing the measurements there have been used four methods: a developed nondestructive double-shooting method of rotations realizing a roentgen photorecording and three roentgen and diffractometry methods– a nondestructive multi-shooting method of rotations, destructive method of basic stresses total and specially developed destructive method of measurements using powder samples.

It was shown that all four methods give the same sign and close enough values of stresses. There has been detected a nature of experimentally measured stresses. It was proved that an increase of tests duration causes a growth of compressive residual macrostresses at fuel pin surfaces only at initial irradiation stages, then their value keeps at level of 200 MPa.

УДК 539.173

АНАЛИЗ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ ^{40}Ca В РАМКАХ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Буртебаев Н.Т., Юшков А.В., Нурабаева Г.У.

Семипалатинский государственный университет им.Шакарима

В работе приведены теоретические расчеты по оптической модели дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов на ядрах ^{40}Ca с энергией 9.9, 11.9 и 13.9 МэВ. Стартовые параметры потенциала брались из литературных источников [1]. Экспериментальные значения дифференциальных сечений рассеяния нейтронов на ядрах ^{40}Ca взяты также из работы [1].

Теоретическая интерпретация экспериментальных результатов по взаимодействию нейтронов с ядрами чрезвычайно затруднена, поскольку для этого в общем случае требуется решать задачу о взаимодействии многих тел, не решенную еще ни в классической, ни в квантовой механике. Задача осложняется еще и тем, что до сих пор понимание природы ядерных сил (взаимодействий) далека от удовлетворительной. Поэтому нет общей теории ядерных взаимодействий, которая могла бы с единых позиций удовлетворительно истолковать получаемые экспериментальные сведения о характеристиках (прежде всего сечениях) ядерных взаимодействий. Развиваемые Фешбахом и его последователями «единые» теории пока не в состоянии сделать это.

Поэтому приходится по необходимости расчленять единый по сути процесс взаимодействия на части и решать задачу приближенно, по частям прибегая к теоретическому моделированию расчлененных частей (процессов).

Методы модельного анализа ядерных реакций, в частности в области энергий налетающих частиц единицы-десятки МэВ, довольно хорошо развиты и эффективны в интерпретировании экспериментальных данных и предсказании их поведения в неисследованных диапазонах.

Основой современного анализа в отмеченной области энергий налетающих частиц является оптико-статистический подход, позволяющий скомбинировать противоречивые модельные описания реакций, давать достаточно хорошую качественную и количественную трактовку ядерных реакций.

Основой теоретического описания является оптическая модель, трактующая процесс взаимодействия частицы с ядром, как чисто оптическую задачу. В рамках этой модели падающая волна разделяется на две части: отраженную (рассеянную) и поглощенную, модель дает возможность с помощью комплексного ядерного потенциала рассчитать полное сечение взаимодействия и сечение рассеяния на потенциале ядра (упругое потенциальное рассеяние). Все же остальные взаимодействия в оптической модели объединяются в сечение поглощения, почему и модель в принципе, является одноканальной..

Термин «Оптическая модель» впервые появился в 1952 году. До этого времени ранний, полуклассический вариант оптической модели был развит на основе описания ядра как «мутного» (частично прозрачного) шарика, сменившем представление Бете о ядре, как о «черном» шарике. Естественно следующим шагом был переход к квантово-механическим методам и решению уравнения Шредингера для реакций на комплексном потенциале ядра. При энергиях налетающих частиц около 10 МэВ/нуклон длина волны частицы становится сравнимой и даже меньшей размеров ядра. Это в сочетании с эффектом поглощения приводит к дифракционным явлениям в угловых распределениях: дифференциальное сечение носит довольно сложный характер, имея ярко выраженные минимумы и максимумы.

Оптическая модель явилась мощным аппаратом исследования упругого рассеяния, ее развитие и усовершенствование является до сих пор весьма актуальной задачей.

На (рис.1-4) представлены результаты сравнения расчетов упругого рассеяния нейтронов на изотопах кальция по оптической модели, проведенного нами с экспериментальными данными, взятыми из мировых данных[1]. Расчеты проводились в зависимости от энергии нейтронов, с различными наборами параметров, полученных нами и приведенных в таблице. Также расчеты проведены для хлора с экспериментальными данными, измеренными нами.

Таблица

№ п/п	Ядро	E_n МэВ	V МэВ	W МэВ	V_{so} МэВ	r_o фм	a_o фм	r_w фм	a_w фм	r_{so} фм	a_{so} фм
1.	^{40}Ca	9.9	46.7	10.7	100.1	4.48	1.31	4.31	1.26	4.14	1.21
2.	^{40}Ca	11.9	49.7	4.67	4.1	4.07	0.62	4.14	0.66	3.11	0.39
3.	^{40}Ca	13.9	58.73	4.89	45	3.86	0.59	4.51	0.75	3.66	0.56
4.	^{35}Cl	14	45.72	5.19	5.37	1.25	0.65	1.25	0.7	1.25	0.6

ПАРАМЕТРЫ ОПТИЧЕСКИХ ПОТЕНЦИАЛОВ

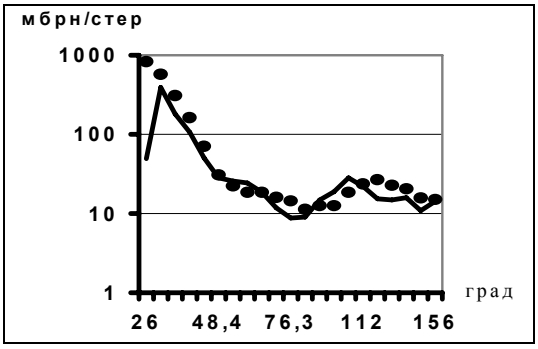


Рис. 1.Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов с энергией 9.9 МэВ на ядре ^{40}Ca.

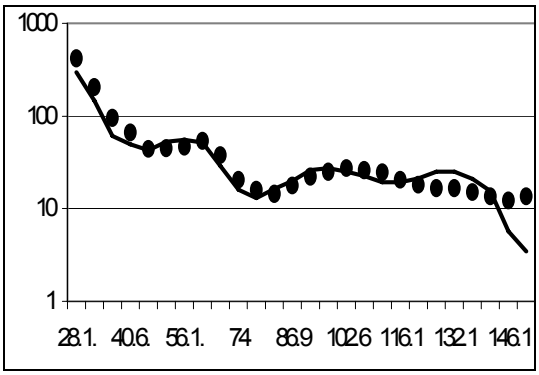


Рис. 2. Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов с энергией 11.9 МэВ на ядре ^{40}Ca.

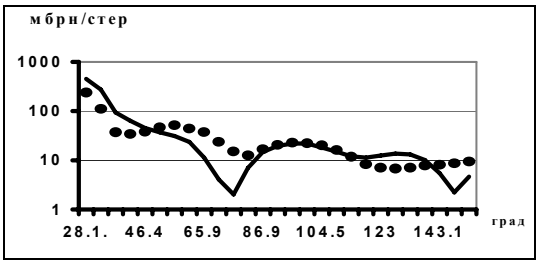


Рис. 3.Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов с энергией 13.9 МэВ на ядре ^{40}Ca.

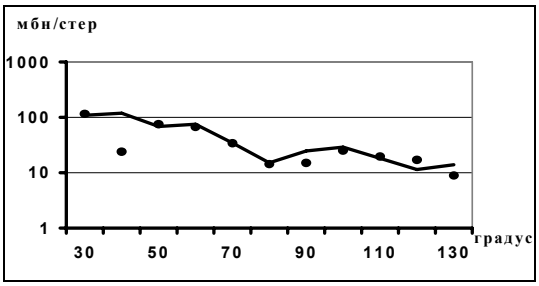


Рис. 4. Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов с энергией 14 МэВ на ядре ^{35}Cl

ЛИТЕРАТУРА

1. W.Tornow, E.Wove and G.Mack. Analyzing power and differential cross section at 9.9, 11.9 and 13.9 MeV for Ca(n,n)Ca. Nuclear Physics. A 385(1982). 373-4

ОПТИКАЛЫҚ ШЕҢБЕРІНДЕГІ, ДИФФЕРЕНЦИАЛДЫҚ ҚИМАЛАРДЫҢ ^{40}Ca ЯДРОЛАРЫНДА НЕЙТРОНДАРДЫҢ СЕРПІМДІ ШАШЫРАУЫНЫҢ БҰРЫШТЫҚ ҮЛЕСТІРІМІНЕ ТАЛДАУ

Н.Т. Буртебаев, А.В.Юшков, Г.У.Нурабаева,

Шәкәрім атындағы Семей мемлекеттік университеті

Осы жұмыста 9.9, 11.9 және 13.9 МэВ энергиясымен бірге ^{40}Ca ядроларындағы нейтрондардың серпімді шашырауының дифференциалыдқ қималардың оптикалық модель бойынша, теориялық есептеулері көрсетілген. Потенциалдың бастапқы параметрлері [1] пайдаланылған әдебиеттерден алынды.

ANGULAR DISTRIBUTION ANALYSIS FOR DIFFERENTIAL CROSS-SECTIONS OF ELASTIC SCATTERING OF NEUTRONS ON 40CA NUCLEI IN AN OPTICAL MODEL

A.W. Juschkow, G.U. Nnurabaewa, Burtebaew

Shakarim Semipalatinsk State University

An optical model analysis of nucleon elastic scattering from ^{40}Ca at 9.9, 11.9 and 13.9 MeV.The experimental differential cross section data of W.Tornow et.al [1].

СПИСОК АВТОРОВ

Аксенова Т.И., 22
Бактыбаев К., 36
Бердаулетов А.К., 22
Букенов К.Д., 22
Буртебаев Н.Т., 101
Верещак М.Ф., 47
Володин В.Н., 61
Гусев М.Н., 43
Дерявко И.И., 88, 95
Егоров В.С., 95
Ерматов А.С., 52
Жотабаев Ж.Р., 22
Жубаев А.К., 47
Журынбаева Г.С., 26
Зазулин Д.М., 26
Ибраева Е.Т., 26
Кабулов А.Б., 36
Кадыржанов К.К., 5, 47
Ким С.Н., 61
Косяк Ю.Г., 52
Красовицкий П.М., 31
Купчишин А.А., 67
Купчишин А.И., 67
Кутербеков К.А., 5, 10, 13
Кухтина И.Н., 13
Ланин А.Г., 95
Ленник С.Г., 58
Ливенцова А.С., 58
Лисицын В.Н., 61
Максимкин О.П., 19, 43
Матесов Д.С., 43
Медведева З.В., 22
Мухамбетжан А.М., 13
Нурабаева Г.У., 101
Перепелкин И.Г., 88, 95
Пивоваров О.С., 88, 95
Раманкулов К.Е., 36
Русаков В.С., 47
Сагиндыков Ш.Ш., 26
Садыков Б.М., 13
Стороженко А.Н., 88
Такибаев Н.Ж., 31, 58
Тамбовцева Л.Д., 67
Таубин М.Л., 95
Тиванова О.В., 19
Тулеушев А.Ж., 61
Тулеушев Ю.Ж., 61
Уткелбаев Б.Д., 70, 73, 82
Хромушин И.В., 22
Чакров П.В., 43
Чекушина Л.В., 52
Шмыгалева Т.А., 67
Юшков А.В., 101

ТРЕБОВАНИЯ К ОФОРМЛЕНИЮ СТАТЕЙ

Статьи представляются до 25 числа первого месяца квартала в двух экземплярах на русском языке или в виде электронной копии (на гибком диске или по электронной почте присоединенным (attachment) файлом) в формате MS WORD версий 2, 6, 95, 97 или 2000 для Windows.

Текст печатается на листах формата А4 (210×297 мм) со свободными полями:

сверху .....25 мм;
снизу .....25 мм;
слева.....25 мм;
справа .....15 мм,

на принтере с высоким разрешением (300-600 dpi).

Используйте шрифты Times New Roman или аналогичные высотой 10 пунктов для обычного текста и 12 пунктов для заголовков.

Текст печатайте через один интервал, оставляя между абзацами 2 интервала.

Название статьи печатайте заглавными буквами. Пропустив 3 интервала после названия, печатайте Ф.И.О. авторов и наименования организаций, которые они представляют. После этого, отступив 3 интервала, печатайте основной текст.

Ответственный секретарь к.ф.-м.н. М.К. Мукушева
тел. (095) 745-54-04, (322-51) 2-33-35, E-mail: MUKUSHEVA@NNC.KZ

Технический редактор А.Г. Кислухин
тел. (322-51) 2-33-33, E-mail: KISLUHIN@NNC.KZ

Адрес редакции: 490060, Казахстан, г. Курчатов, ул. Ленина, 6.

© Редакция сборника «Вестник НЯЦ РК», 2001.

Регистрационное свидетельство №1203-Ж от 15.04.2000г.
Выдано Министерством культуры, информации и общественного согласия Республики Казахстан

Тираж 300 экз.

Выпуск набран и отпечатан в типографии
Национального ядерного центра Республики Казахстан
490060, Казахстан, г. Курчатов, ул. Ленина, 6.