

# МАТЕРИАЛОВЕДЧЕСКИЕ И РАДИОЭКОЛОГИЧЕСКИЕ ПРОБЛЕМЫ ПОДКРИТИЧЕСКИХ ЯДЕРНО-ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СИСТЕМ (ADS), УПРАВЛЯЕМЫХ УСКОРИТЕЛЯМИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

*А.М. Егоров, А.О. Комаров, В.Г. Папкович, Б.А. Шиляев, Н.Г. Шулика*  
 Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»,  
 Харьков, Украина  
 E-mail: papkovich@kipt.kharkov.ua

Методом математического моделирования получены потери пучка протонов при его транспортировке в процессе ускорения. Профиль потерь частиц вдоль тракта ускорения использован для расчетов радиационных характеристик ускорителя – радиационного повреждения и физического распыления материала элементов структуры, наведенной радиоактивности, образования и формирования полей нейтронного излучения.

## ВВЕДЕНИЕ

Управляемые ускорителями заряженных частиц подкритические системы (ADS) открывают новые возможности для генерации ядерной энергии и трансмутационного уничтожения радиоактивных отходов отработавшего ядерного топлива (ОЯТ) традиционной ядерной энергетики. Составной частью ADS является ускоритель заряженных частиц, обеспечивающий генерацию нейтронов в ядерных реакциях их множественного рождения на мишени

внешнего источника подкритической сборки. Для подкритической сборки возможны существующие конструкции, использующие реакторные технологии, такие как жидкосольевой реактор на тепловых или быстрых нейтронах [1], или быстрые реакторы, охлаждаемые свинцом или натрием (Рис.1, [2]). Инженерные и технические проблемы конструкции внешнего источника нейтронов ADS решены, и некоторые из вариантов конструкций проходят стадию экспериментальных исследований [3].

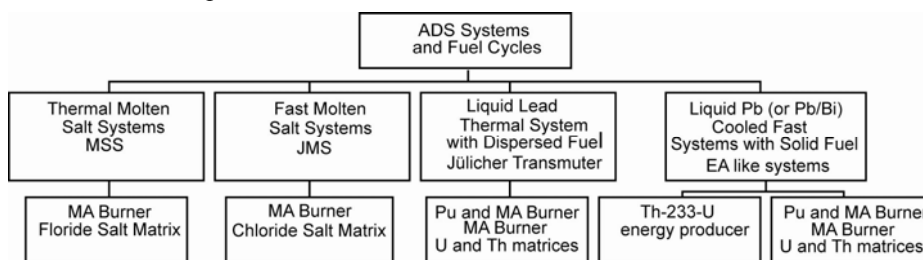


Рис.1. Комбинации ускорителя протонов ( $E_p=800$  МэВ,  $I_p=11$  мА) и различных подкритических сборок в конструкциях ADS

ADS обладает превосходными эксплуатационными характеристиками - безопасностью при работе (коэффициент размножения нейтронов  $k_{эфф} < 1$ ), минимальным уровнем генерации радиоактивных отходов (РАО) и гибкостью управления.

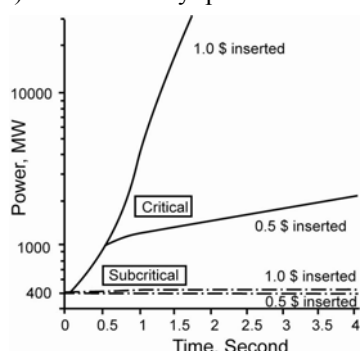


Рис.2. Реакция подкритической и реакторной критической систем на возрастание реактивности активной зоны на величину 0,5 и 1,0 доллара

Контроль за изменением реактивности в подкритической сборке ADS осуществляется изменением параметров пучка ускоряемых частиц, что выгодно отличает ADS от ядерных реакторов деления с механическим

управлением реактивностью введением в активную зону нейтронных поглотителей (Рис.2 и 3, [4]).

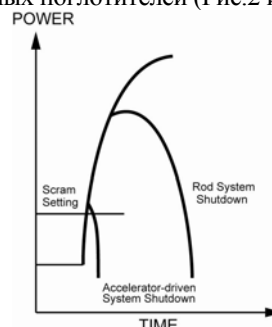


Рис.3. Скорость аварийного выключения ADS и критического ядерного реактора

В развитии современных радиационно-энергетических технологий основным затруднением является выбор и создание конструкционных материалов, обладающих высоким сопротивлением к воздействию ядерных излучений. Механические свойства конструкционных материалов – прочность, упругость, пластичность, вязкость, ползучесть и твердость – изменяются со временем в зависимости от природы и энергетического спектра облучающих

материал частиц, температуры среды и дозы облучения. Причиной этих изменений является нарушение исходной микроструктуры облучаемого материала, образование и развитие радиационной микроструктуры, эволюция которой в условиях эксплуатации материала приводит к его упрочнению, вакансионному набуханию, изменению элементного состава, образованию и накоплению атомов газа – гелия и водорода – в ядерных реакциях трансмутации. Наличие технологических примесей и легирующих элементов в составе сплавов приводит к радиационно-стимулированному образованию новых фаз, кристаллическая решетка которых обычно некогерентна кристаллическому строению матрицы исходного материала. Чтобы разработать материалы с высоким сопротивлением облучению и увеличить радиационный ресурс элементов конструкций ядерно-энергетических установок (ЯЭУ), необходимо учитывать динамику развития и взаимодействия (синергетику) перечисленных выше процессов [5].

Поведение материалов под облучением ядерными энергетическими частицами изучается более 50 лет. Накопленный опыт и фундаментальные представления о радиационных повреждениях металлов и сплавов базируется на их исследованиях в реакторах на тепловых нейтронах, при температуре  $\leq 400^\circ\text{C}$ , дозы облучения достигают 60 смещений/атом (сна) при уровне выгорания ядерного топлива  $\sim 40$  МВт сут/кг. Опыт эксплуатации реакторов на быстрых нейтронах достигает дозы облучения  $\sim 150$  сна (температура  $600^\circ\text{C}$ , выгорание топлива 100 МВт сут/кг). Элементы структур перспективных ядерно-энергетических технологий в рамках создания реакторов деления IV поколения INPRO и GIF-IV должны эксплуатироваться при температуре 500...1000 $^\circ\text{C}$  и достигать уровня радиационных повреждений 150...200 сна [6,7]. Для развивающихся устройств синтеза (ТЯР) и подкритических систем, управляемых ускорителями заряженных частиц (АДС), отличающихся энергетическим спектром частиц, ожидается широкая область рабочих температур и уровня радиационного повреждения.

Для развития новых конструкционных материалов необходимы реакторные испытания, стоимость которых непрерывно возрастает, а возможность их проведения усложняется. Типичный цикл необходимых исследований в существующих ядерных реакторах деления требует более 20 лет. Созданное положение обостряет интерес к экспериментальной имитации нейтронного радиационного повреждения ускоренными заряженными частицами, что уменьшит длительность этапа прямого облучения, испытания и внедрения материала в промышленное производство.

Возрастающая потребность в использовании ускорителей заряженных частиц в энергетических технологиях ставит на первый план задачи радиационной стойкости материалов их структур, аналогично существующим проблемам в ядерных реакторах на быстрых нейтронах. В результате ядерных взаимодействий потерянных в процессе ускорения частиц и вторичных излучений с материалами узлов и элементов ускоряющего канала, систем фокусировки и сопровождения пучка, про-

исходит изменение их линейных размеров, механических, электрических и магнитных свойств, изменение собственной резонансной частоты секций ускоряющей системы и другие процессы. При создании конструкции ускорителя необходим учет перечисленных факторов для определения устойчивости основных характеристик ускоряющей системы.

С повышением интенсивности пучков заряженных частиц, радиационные проблемы эксплуатации ускорителей значительно усложняются.

Возрастание потерь частиц в процессе ускорения приводит к увеличению радиационного повреждения материалов элементов конструкций, интенсивности вторичных излучений, уменьшению электрической прочности промежутков ускоряющей структуры из-за физического распыления и радиационной эмиссии атомов облучаемого материала, возрастанию наведенной активности и экологического влияния всей конструкции на прилегающую территорию.

Для анализа физических процессов, возникающих при эксплуатации ускорителя заряженных частиц, необходим профиль потерь ускоряемых частиц, что позволит провести моделирование протекающих в материалах радиационных процессов.

## 1. ПРОФИЛЬ ПОТЕРЬ ЧАСТИЦ ВДОЛЬ ТРАКТА УСКОРЕНИЯ

Возрастание потерь пучка ускоряемых частиц с увеличением его интенсивности и высокая радиационная чувствительность электрических, магнитных и сверхпроводящих свойств материалов к облучению ядерными частицами требуют упрощения конструкции ускорительного канала и использования новых современных методов обеспечения устойчивости движения частиц, что позволит повысить предел его интенсивности по пространственному заряду и получить пучок хорошего качества.

Для анализа физических процессов, возникающих в материалах элементов конструкции ускорителя заряженных частиц под действием потерянных в процессе ускорения заряженных частиц, была создана модель ускорителя из двух частей:

- модели оптимального размещения ускоряющих промежутков, обеспечивающей максимальный захват протонов из инжектора;

- модели тракта ускорения, учитывающей влияние объемного заряда сгустка протонов методом «крупных частиц».

Моделирование траекторий «крупных частиц» в процессе ускорения осуществлялось с учетом разброса углов инжекции и профиля поперечного сечения пучка. При отсутствии дрейфовых промежутков, вызывающих разбег частиц по фазе и неравномерное заполнение продольного фазового пространства, качество пучка улучшается.

В дрейфовых промежутках ускорителя происходит группировка частиц по фазе, поперечный размер пучка растет с увеличением длины дрейфа, что и приводит к потере частиц. Этот процесс зависит от интенсивности формирующегося пучка, т.е. его объемного заряда (Рис.4). Для сильнооточного режима  $10i$  относительные потери  $\delta i = \frac{1}{i} \frac{\partial i}{\partial z}$  высоки в пер-

вых промежутках формирования и определяются потерями протонов периферической части пучка, центральные частицы прижимаются к оси и имеют малую радиальную составляющую импульса. В дальнейшем это обстоятельство приводит к меньшим относительным потерям, чем для слаботочного режима  $i$ .

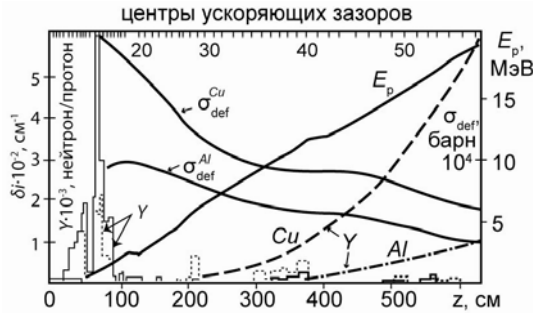


Рис. 4. Радиационные характеристики ускорительного тракта

Фазовое формирование и захват в процессе ускорения протонов из ионного источника с достаточно низкой энергией (~150 кэВ) происходит в диапазоне энергий до ~3 МэВ, что позволяет избавиться от значительной части вторичного излучения, вызванного участием потерянных в упомянутых процессах протонов в пороговых реакциях с материалом стенки ускорительного канала. Расчет ускорительной структуры реализован программой ВЕАМ для ЭВМ [8].

## 2. ВЫХОД ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ

Источником нейтронов в линейном ускорителе являются трубки дрейфа, с атомами материала которых потерянные в процессе ускорения протоны участвуют в ядерных реакциях с выходом нейтронов. С ростом массового числа атома материала, используемого для трубок дрейфа, выход вторичных нейтронов увеличивается. Поэтому для снижения уровня интенсивности вторичных нейтронных полей желательно для трубок дрейфа применять легкие материалы с высоким энергетическим порогом реакции  $(p, n)$ . Выход нейтронов из толстой мишени в расчете на один падающий протон был рассчитан по формуле:

$$N_n = N_0 \int_0^{X_{\max}} Y(E) dx = N_0 \int_{E_{p, \max}}^0 \sum_{i=1}^m \sigma_i(E) \left\langle \frac{dE_p}{dx} \right\rangle, \quad (1)$$

где  $N_0$  – выход нейтронов на один протон;  $N_0$  – атомная плотность материала мишени;  $X_{\max}$  – пробег протонов с начальной энергией  $E_{p, \max}$  в материале мишени;  $Y(E)$  – выход нейтронов из тонкой мишени для протонов с энергией  $E$ ;  $m$  – число каналов ядерных реакций с выходом нейтронов, "открытых" для протонов с энергией  $E$ ;  $\sigma_i(E)$  – сечения этих реакций;  $\langle dE_p / dx \rangle$  – удельные потери энергии протонов в материале мишени. Расчеты по формуле (1) проведены с использованием статистической модели атомного ядра с учетом предравновесных ядерных процессов, реализованной про-

граммой ALICE [9]. На Рис.4 и 5 представлены зависимости выхода нейтронов  $Y$  из толстых мишеней  $Al$  и  $Cu$ . Существенный выход нейтронов из  $Cu$  наблюдается для протонов с энергией свыше 3 МэВ (20-22 промежутков), из  $Al$  – свыше 5 МэВ (37-40 промежутков), и первые два пика потерь частиц не дают вклада в формирование нейтронных полей.

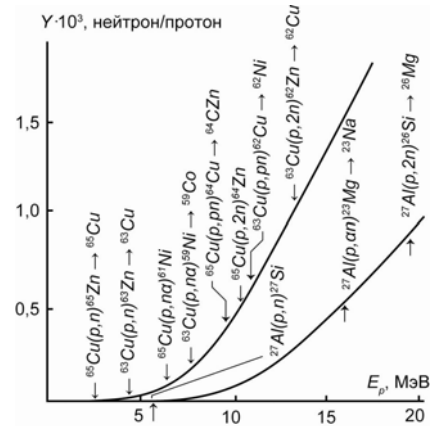


Рис. 5. Выход нейтронов из  $Cu$  и  $Al$  в зависимости от энергии протонов  $E_p$ . Стрелками указаны энергетические пороги соответствующих ядерных реакций

Топография нейтронного поля вокруг ускорителя рассчитывалась в точках, удаленных от оси ускорителя (или его торца) на расстояние, значительно превышающее величину зазора или апертуры трубок дрейфа. Поэтому в качестве источника нейтронов принят непрерывный линейный их источник переменной интенсивности, совпадающий с осью ускорителя (Рис.6).

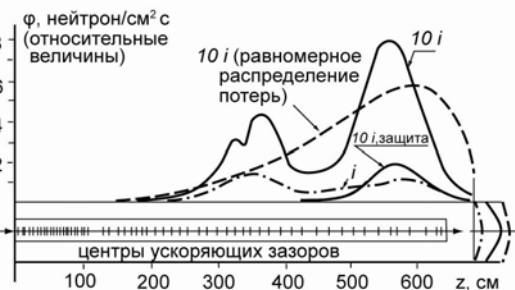


Рис. 6. Топография пространственной плотности нейтронного потока вокруг резонатора ускорителя

Плотность потока нейтронов  $\phi$  в точке с координатами  $(r, z)$  вычислялась по формуле:

$$\phi(r, z) = N_p \int_0^{X_{\max}} \frac{N_n(E) \left\langle \frac{1}{i} \frac{di}{dz} \right\rangle dx}{4\pi [r^2 + (x-z)^2]}, \quad (2)$$

где  $N_p$  – число инжектируемых в ускоритель протонов в секунду;  $X_{\max}$  – длина резонатора;  $\left\langle \frac{1}{i} \frac{di}{dz} \right\rangle$  – удельные потери пучка на единицу длины ускоряющего тракта. Средняя энергия вторичных нейтронов равна 1...2 МэВ в зависимости от точки пространства.

Уровень нейтронного излучения на поверхности трубок дрейфа в  $10^2$  выше, что необходимо учитывать в случае применения магнитных и сверхпроводящих систем в ускоряющем тракте.

### 3. УРОВЕНЬ ПЕРВИЧНОГО РАДИАЦИОННОГО ПОВРЕЖДЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ СТРУКТУРЫ УСКОРЯЮЩЕГО КАНАЛА

Профиль потерь интенсивности протонного пучка в процессе ускорения позволяет произвести оценку прямого действия потока рассеянных протонов на элементы структуры ускоряющего канала. В предположении, что теряемые в процессе ускорения протоны равномерно высаживаются на внутреннюю поверхность трубок дрейфа (не рассматривая облучение их торцевых сторон), уровень первичного радиационного повреждения оценивался с помощью соотношения:

$$D = 2N_p \left\langle \frac{1}{i} \frac{di}{dz} \right\rangle \sigma_{def}(E_p) t / \pi d, \quad (3)$$

где  $D$  – доза радиационного повреждения в единицах сна (смещений/атом);  $\sigma_{def}(E_p)$  – сечение дефектообразования в поверхностном слое материала для протонов с энергией  $E_p$ , полученное с учетом кинематики процессов упругого и неупругого рассеяния и возможных ядерных реакций, используя ядерно-физические модели [10];  $d$  – апертура трубки дрейфа;  $t$  – время облучения. На Рис.7 приведено распределение дозы повреждений вдоль оси ускорителя для двух токовых режимов, отличающихся в 10 раз. При токе пучка  $\sim 10$  мА и скважности 100 в районе 15-го промежутка этот уровень достигает 0,07 сна/сут, что соизмеримо с уровнем радиационного повреждения в реакторе на быстрых нейтронах (РБН), равным  $\square 60$  сна/год [11]. Уровень радиационного повреждения поверхности металлов протонами с  $E_p \square 20$  МэВ в  $\sim 5$  раз выше, чем нейтронами спектра РБН, и в  $\sim 2$  раза выше, чем нейтронами ТЯР с  $E_n \square 14$  МэВ; для протонов с энергией 1 МэВ (15-й зазор) еще выше: в 40 и 10 раз [5]. Характер радиационного повреждения – глубина и количество стабильных дефектов, будет зависеть от сечения образования составного ядра и морфологического состояния материала. При равных прочих условиях глубина радиационного повреждения материала в аморфном состоянии в 2-3 раза меньше, чем в кристаллическом.

### 4. ФИЗИЧЕСКОЕ РАСПЫЛЕНИЕ АТОМОВ МАТЕРИАЛА

При облучении структур ускорительного канала потерянными при ускорении частицами происходит генерация первично-выбитых атомов. Последние, участвуя в каскаде атом-атомных столкновений, при определенной его геометрии, являются причиной испускания с облучаемой поверхности атомов материала. Испускание атомов в процессе физического распыления описывается соотношением:

$$S = 0,042 \alpha \langle \sigma_{E_d} \rangle / U_0, \quad (4)$$

где  $U_0$  – энергия связи атома на поверхности;  $\alpha$  – коэффициент углового распределения распыленных атомов;  $\langle \sigma_{E_d} \rangle$  – сечение передачи энергии повреждения частицами облучаемому материалу в едини-

цах [барн·кэВ], связанное с сечением дефектообразования (см. Рис.7) соотношением:

$$\langle \sigma_{E_d} \rangle = \frac{\sigma_{def}}{K / 2T_d}, \quad (5)$$

где  $K = 0,8$  – коэффициент, учитывающий эффективность создания радиационного повреждения излучением определенной природы;  $T_d$  – пороговая энергия смещения атома облучаемого материала из узла кристаллической решетки.

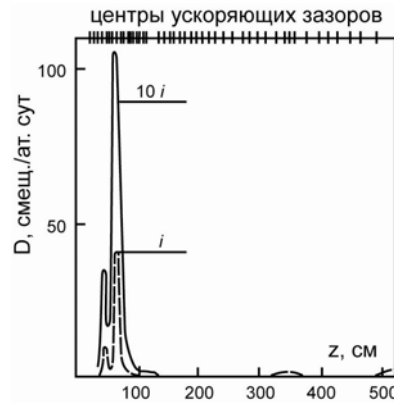


Рис.7. Профиль уровня радиационного повреждения структуры вдоль тракта ускорения

Оценка распыления материала трубки дрейфа проведена для зазора с максимальными потерями. Скорость распыления оказалась равной 0,1 мкм/сут для протонов с энергией 1 МэВ при их падении на медную поверхность под углом менее  $1^\circ$  (ток пучка 10 мА, скважность 100). В связи с сильной зависимостью коэффициента распыления от угла облучения бомбардирующими частицами и их энергии [12] одной из важнейших задач ускорительного материаловедения является определение спектра угловых расходимостей потерянных в процессе ускорения частиц, особенно в области первых промежутков.

Выход процесса радиационной эмиссии, связанного с образованием радионуклидов, на 1-2 порядка ниже, чем в процессе физического распыления.

### 5. НАВЕДЕННАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ

Образование нестабильных продуктов реакций в материалах облучаемых элементов конструкций ускорителя, хладоагенте, остаточном газе в вакуумном объеме, окружающем ускоритель пространстве (аэрозоли и газы) приведет к радиационному загрязнению ускорителя и снижению его ремонтоспособности. Количество генерируемых в элементах конструкции ускорителя радионуклидов рассчитывается по методике, аналогичной расчету выхода нейтронов из толстых мишеней (см. соотношение (1)). Определение уровня наведенной активности с учетом распада радионуклидов в процессе их генерации проводится с помощью известного соотношения:

$$N_2(t) = N_1(0) \frac{\lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{\lambda_1 t} - e^{\lambda_2 t}), \quad (6)$$

где  $\lambda_1, \lambda_2$  – постоянные распада материнского (облучаемого протонами) и дочернего изотопов;  $t$  – момент времени от начала облучения. Постоянная распада материнского элемента связана с процессом

генерации дочернего радионуклида

$$\lambda_1 = P \int \sigma(E) \frac{dE}{\langle dE_p / dx \rangle}, \quad (7)$$

где  $P$  – плотность потока протонов на облучаемую поверхность [протон/см<sup>2</sup>·с];  $\lambda_2 = 0,693/T_{1/2}$ ;  $T_{1/2}$  – период полураспада образованного в реакции радионуклида.

$$N_1 = N_0 S \int \frac{dE}{\langle dE_p / dx \rangle}, \quad (8)$$

где  $S$  – площадь облучаемой поверхности. Затем вычисляется мощность экспозиционной дозы, используя табличные данные для величин  $\gamma$ -постоянных генерируемых радионуклидов. При взаимодействии протонов с энергией до 20 МэВ в алюминии генерируются короткоживущие радиоизотопы <sup>25</sup>Si ( $T_{1/2} = 0,218$  с) и <sup>27</sup>Si ( $T_{1/2} = 4,109$  с); в меди образуются долгоживущие <sup>62</sup>Zn (9,13 ч), <sup>65</sup>Zn (244 сут), <sup>64</sup>Cu (12,8 ч) в количестве 27,0; 5,3 и 109 мкКи/мкА·ч при мощности экспозиционной дозы 7,0; 1,4 и 13,1 мкР/ч на расстоянии 1 м в расчете на 1 мкА·ч.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные оценки радиационных параметров линейного ускорителя протонов заставляют пересматривать ставшие уже стандартными технические решения, разрабатывать и использовать новые материалы, совершенствовать методы обеспечения устойчивости движения частиц в интенсивных пучках. Высокая скорость радиационного повреждения первых трубок дрейфа (дефектообразования и распыления) определяет условия их работы и предъявляет высокие требования к конструкции ускорителя. Замена материалов структуры ускорительного канала более легкими позволит избежать длительной остановки ускорителя для профилактики и ремонта из-за наведенной радиоактивности.

## ЛИТЕРАТУРА

1. И.М. Неклюдов, Б.А. Шилаев. Жидкосолоевой электроядерный реактор в структуре атомной энергетики Украины // *Вопросы атомной науки и*

*техники. Серия «Плазменная электроника и новые методы ускорения».* 2004, в.4, с.37-42.

2. W. Gudowski, V. Arzhanov, C. Broeder, et al. Review of the European project – Impact of Accelerator – Based Technologies on Nuclear Fission Safety (IABAT) // *Progr. in Nucl. Energy*. 2001, v.38, №1-2, p.135-151.
3. L.K. Mansur, J.R. Haines. Status of the Spallation Neutron Source with focus on target materials // *Jour. of Nuclear Materials*. 2006, v.356, p.1-15.
4. C.R. Bell. Safety Features of Subcritical Fluid Fueled Systems // *Intern. Conf. on Accelerator-Driven Transmutation Technologies and Applications*. Las Vegas, Nevada. 1994, p.167-176.
5. P. Yvon, F. Carre. Structural materials challenges for advanced reactor systems // *Jour. of Nuclear Materials*. 2009, v.385, p.217-222.
6. Ю.П. Елагин. Инновационные проекты ядерных энергетических систем // *Атомная техника за рубежом*. 2006, №7, с.15-25.
7. Ю. Перера. Международные инициативы в области разработок ЯЭУ и топливных циклов новых поколений. // *Атомная техника за рубежом*. 2005, №7, с.21-26.
8. А.С. Белей, В.Ю. Гончар, С.С. Каплин и др. *Численное моделирование динамики частиц в ускорителе протонов на 3 МэВ с ПФФ*: Препринт, ХФТИ-80-29, Харьков: ХФТИ АН УССР, 1980.
9. M. Blann. *CODE ALICE/85/300* / Report of Lawrence Livermore Laboratory, UCID-20169, 1984, p.1-5.
10. Б.А. Шилаев, Р.П. Слабоспицкий, В.А. Ямницкий и др. Моделирование точечных дефектов при радиационном повреждении материалов протонами, нейтронами и тяжелыми ионами // *Атомная энергия*. 1978, т.45, в.3, с.193-197.
11. В.А. Ямницкий, В.А. Панасенко, Б.А. Шилаев, В.А. Кузьменко. *Повреждающие факторы быстрых нейтронов*: Препринт ХФТИ-81-31, Харьков: ХФТИ АН УССР, 1981.
12. H.L. Bay, J. Bondansky. Sputtering yield for light ions as a function an angle of incidence // *Journ. Appl. Phys*. 1979, v.19, p.421-426.

*Статья поступила в редакцию 17.11.2009 г.*

## MATERIAL TESTING AND RADIATION PROBLEMS OF SUBCRITICAL NUCLEAR ENERGY ACCELERATOR DRIVEN SYSTEMS (ADS)

*A.M. Yegorov, A.O. Komarov, V.G. Papkovich, B.A. Shilyev, N.G. Shulika*

The method of mathematical modeling allows to receive losses of a proton beam at its transportation in the process of acceleration. The profile of losses of particles along an acceleration path is used for calculations of radiating characteristics of the accelerator of radiating damage and physical dispersion of a material of elements of the structure, induced radio-activity, appearing and formation of fields of neutron radiation.

## МАТЕРІАЛОЗНАВЧІ І РАДІОЕКОЛОГІЧНІ ПРОБЛЕМИ ПІДКРИТИЧНИХ ЯДЕРНО-ЕНЕРГЕТИЧНИХ СИСТЕМ (ADS), КЕРОВАНИХ ПРИСКОРЮВАЧАМИ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК

*О.М. Єгоров, А.О. Комаров, В.Г. Папкович, Б.А. Шилаєв, Н.Г. Шуліка*

Методом математичного моделювання отримані втрати пучка протонів при його транспортуванні в процесі прискорення. Профіль втрат часток уздовж тракту прискорення використаний для розрахунків радіаційних характеристик прискорювача - радіаційного ушкодження і фізичного розпилення матеріалу елементів структури, наведеної радіоактивності, утворення і формування полів нейтронного випромінювання.