

# Проблемы расчетного моделирования взаимодействия релятивистских частиц с массивными мишенями в области промежуточных (0,5 ÷ 10 ГэВ) энергий

*(Взгляд заинтересованных потребителей)*

*(Коллаборация «Энергия и Трансмутация РАО»)*

<sup>1</sup>Чилап В.В., <sup>1</sup>Солодченкова С.А., <sup>2</sup>Фурман В.И., <sup>2</sup>Рогов А.Д., <sup>1</sup>Галанин М.В., <sup>2</sup>Гундорин Н.А.,  
<sup>2</sup>Кадыков М.Г., <sup>1</sup>Колесников В.А., <sup>2</sup>Тютюнников С.И., <sup>1</sup>Чиненов А.В.

<sup>1</sup>Центр физико-технических проектов «Атомэнергомаш», Москва, Россия

<sup>2</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

## Аннотация

Сравнение результатов известных экспериментальных работ и тестового расчетного моделирования, проведенного на основе широко используемых транспортных кодов, показывает, что весьма значительные погрешности расчетов не обеспечивают практические потребности создания электроядерных систем.

Показано, что главной проблемой расчетного моделирования в области промежуточных (0,5-10 ГэВ) энергий является использование в транспортных кодах модели внутриядерного каскада (МВК) и её модификаций для описания первичного акта взаимодействия высокоэнергетичной частицы с ядром. Вычленены основные несоответствия МВК реальным физическим процессам, не позволяющие на ее основе получить надежные расчетные методы в области промежуточных энергий. Показано, что в рамках разрабатывавшихся ранее моделей на основе микроскопических подходов, в том числе моделей ударных волн, а также квантовых ударных волн, - возможно физически адекватно описать большинство процессов, сопровождающих такое взаимодействие, включая самые сложные характеристики процесса фрагментации.

Проблема эффективной утилизации отработанного ядерного топлива (ОЯТ) стала в последние годы ключевой при обсуждении будущего глобальной энергетики. Ведущие мировые державы начали серьезно рассматривать использование электроядерных систем (Accelerator Driven Systems – ADS в международной терминологии) в качестве альтернативного и перспективного метода решения этой проблемы. На это, в частности, указывает начало практической реализации масштабного европейского проекта MYRRHA, а также активная работа по формированию и разработке соответствующих национальных программ в Китае, Японии и Южной Корее. По последним данным, наконец-то, озаботились этой проблемой и в России.

При этом, доминирующей идеей является использование ADS с подкритической активной зоной (АЗ), загруженной обогащенным топливом ( $k_{эфф} \sim 0,97-0,98$ ), которая облучается нейтронами, генерируемыми в нейтронопроизводящей мишени протонным пучком мегаваттного сверхпроводящего ускорителя с энергией 0,6 – 1,6 ГэВ [1]. В качестве нейтронопроизводящей мишени и теплоносителя в активной зоне предполагается использовать, в первую очередь, жидкий металл – свинец или свинцово-висмутовую эвтектику.

В 2010 году в ОИЯИ был принят трехлетний проект «Энергия и Трансмутация РАО» («Э и Т - РАО») [2]. Цель проекта – проверка базовых ядерно-физических принципов предложенной специалистами ЦФТП «Атомэнергомаш» принципиально новой схемы электроядерного метода, основанной на ядерных релятивистских технологиях (ЯРТ) [3].

В основе схемы ЯРТ лежит идея использования максимально жесткого нейтронного спектра, формируемого пучками релятивистских частиц внутри глубоко подкритичной квази-бесконечной (с пренебрежимо малой утечкой нейтронов) активной зоны (АЗ) из природного (обедненного) урана или тория - для производства энергии и утилизации ОЯТ атомных электростанций [4, 5]. Для реализации этой идеи в схеме ЯРТ, в частности, предусматривается повышение энергии пучка релятивистских частиц с традиционной энергии ~ 1 ГэВ до уровня ~ 10 ГэВ.

Таким образом, расчетно-теоретические исследования в области электроядерных систем переходят из области фундаментальной «безответственности», т.е. из сугубо теоретической, - в прикладную область «ответственных» расчетов. Т.е. расчетов, на основе которых будут планироваться и осуществляться как сугубо прикладные крупномасштабные эксперименты, так и лицензирование соответствующих ядерно-энергетических установок. Особо отметим, что для «классических» электроядерных (ADS) систем, на основе АЗ со стартовым  $k_{эфф} \sim 0,97-0,98$  типа MYRRHA, в отличие от систем класса ЯРТ, вопрос адекватности расчетов реальным физическим процессам, - является «сверхкритическим», именно в силу величины  $k_{эфф}$ .

Все существующие и широко используемые сегодня методы и программы расчета взаимодействия высокоэнергетических частиц с веществом базируются на феноменологических описаниях. Количественное согласие с экспериментами получается с помощью подбора целого комплекса свободных параметров, заложенных в расчетную модель.

В работе [6] указывается, что ДДС (дважды дифференциальные сечения) испускания нейтронов из свинца, измеренные при энергии первичных протонов до 0,8 ГэВ в лабораториях LANL, KEK, SATURNE, согласуются между собой и не противоречат результатам вычислений по транспортным программам во всем измеренном интервале энергий нейтронов. При этом различия экспериментальных и расчетных данных в этом энергетическом диапазоне для мишеней с малым массовым числом доходят до 100 %. При увеличении энергии первичного протона до нескольких ГэВ наблюдаются значительные расхождения в экспериментальных данных и ухудшение их соответствия с расчетными результатами [6].

Для понимания адекватности результатов расчетов, получаемых с использованием наиболее популярных программ, имеющимся надежным экспериментальным данным, а также, для оценки возможностей использования существующих кодов для расчетного моделирования в интересах создания электроядерных систем, - нами было проведено их тестирование. Кроме того, был проведен анализ результатов, полученных в ряде расчетно-теоретических работ, относящихся к прогнозам характеристик электроядерных систем.

В таблице 1 представлено сравнение результатов нашего моделирования с уникальными экспериментальными данными группы В.И. Юревича – Р.М. Яковлева [7] по средним выходам нейтронов всех энергий и нейтронов с энергией выше 20 МэВ из протяженной ( $\varnothing 20 \times 60$  см) свинцовой («классической» электроядерной) мишени в зависимости от энергии падающего протона. Эксперименты проводились в 1980-90-х годах на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ.

Таблица 1.

**Средние выходы нейтронов всех энергий  $Y$  и нейтронов с энергиями выше 20 МэВ  $Y_{20}$  на пучках протонов для протяженной свинцовой мишени ( $\varnothing 20 \times 60$  см) на один падающий протон и отношение расчетной величины к экспериментальному результату [7] С/Е.**

Е <sub>р</sub> , ГэВ	Эксперимент(н/р)		MCNPX: INCL4+ABLA		MCNPX: BERTINI		Fluka 2008.3	
	Y	Y <sub>20</sub>	Y	Y <sub>20</sub>	Y	Y <sub>20</sub>	Y	Y <sub>20</sub>
0.994 С/Е	24.1±2.9	2.1±0.4	23.7(2%) <b>0,983</b>	1.62(2%) <b>0,771</b>	24.1 <b>1,000</b>	1.45 <b>0,690</b>	24.4 <b>1,012</b>	1.40 <b>0,667</b>
2.0 С/Е	44.4±5.3	4.7±0.8	46.1(2%) <b>1,038</b>	3.29(3%) <b>0,700</b>	49.7 <b>1,119</b>	3.02 <b>0,643</b>	48.7 <b>1,097</b>	3.21 <b>0,683</b>
2.55 С/Е	63.5±7.6	5.8±1.9	50.5(1%) <b>0,795</b>	3.99(1%) <b>0,688</b>	62.5 <b>0,984</b>	3.88 <b>0,669</b>	60.1 <b>0,946</b>	4.10 <b>0,707</b>
3.17 С/Е	71.6±8.6	6.8±1.2	57.9(1%) <b>0,809</b>	4.66(1%) <b>0,685</b>	76.3 <b>1,066</b>	4.89 <b>0,719</b>	72.14 <b>1,008</b>	5.03 <b>0,740</b>
3.65 С/Е	80.6±9.7	8.5±1.5	62.6(1%) <b>0,777</b>	5.14(1%) <b>0,605</b>	86.8 <b>1,077</b>	5.5 <b>0,647</b>	80.2 <b>0,995</b>	5.67 <b>0,667</b>

Из данных таблицы 1 видно, что все использованные программы весьма неплохо описывают полный выход нейтронов Y при всех энергиях, за исключением MCNPX: INCL4+ABLA, которая при энергиях выше ~ 2,0 ГэВ начинает давать значительные отклонения.

Когда же дело доходит до описания **высокоэнергетичной компоненты нейтронного излучения с энергией выше 20 МэВ**, выход которой составляет ~ 10 % в исследованном в [7] диапазоне энергий, - то **все использованные программы «дружно»**, при всех исследованных энергиях протонов **дают существенное занижение ее выхода**. И это **на свинце**, который наиболее хорошо изучен, и на котором, как правило, тестируются все расчетные коды.

Расчеты [8] по **выходу нейтронов с энергией  $E < 10,5$  МэВ**, проведенные в широком диапазоне энергий пучка, показали, что оптимальной, с точки зрения производства таких нейтронов в **рассматриваемой свинцовой мишени  $\varnothing = 20$  см,  $L = 60$  см**, - является энергия протонов пучка  $1 \div 2$  ГэВ. Этот оптимум определяется в данной работе тем, что зависимость выхода среднего числа нейтронов с энергией  $< 10,5$  МэВ на единицу энергии пучка имеет в этом диапазоне энергий максимум и далее медленно спадает с повышением энергии. Таким образом, для рассматриваемой мишени энергетическая ценность нейтрона с энергией  $< 10,5$  МэВ в этом диапазоне энергий получается минимальной.

В работе [8] указывается, что **доля нейтронов с энергией  $> 10,5$  МэВ** составляет ~ **10%** от общей множественности нейтронов, и, поскольку их измерение в эксперименте является достаточно сложным, - они **просто исключаются из рассмотрения** при определении оптимальной энергии протонов. **При этом игнорируется тот факт**, что именно **эти нейтроны**, как показано ниже, **уносят бóльшую часть доли энергии первичного протона**, идущей на нейтронообразование.

Согласно измерениям, проведенным в цитируемой выше работе [7], при энергии протонов 2 ГэВ в неупругих соударениях с ядрами свинца в рассматриваемой мишени в среднем ~ 800 МэВ уходит на образование нейтронов и ~ 1200 МэВ на ионизационные потери, эмиссию заряженных частиц, ядерных фрагментов, и образование новых частиц. Тепловыделение в мишени составляет примерно  $0,6 E_p$  (за вычетом малой величины при энергиях 1-2 ГэВ, которая уносится  $\pi$ -мезонами). В диапазоне энергий протонов  $1 \div 2$  ГэВ ~ 40% энергии пучка идет на образование нейтронов, при этом 31% - это кинетическая энергия нейтронов, из которых 27% уносят нейтроны с энергией выше 20 МэВ.

Из 2 ГэВ **на образование нейтронов с  $E < 20$  МэВ тратится менее 240 МэВ**, т.е. **менее 30%**. Остальная часть энергии нейтронообразования - **70%** (т.е. ~ **560 МэВ**) - **приходится на нейтроны высокой энергии**, выход которых составляет порядка 15% от средней множественности нейтронов при размерах мишени  $\varnothing 20 \times 20$  см, и ~ 10% при размерах мишени  $\varnothing 20 \times 60$  см [7]. Оставшиеся 60% энергии пучка - это тепловыделение в мишени.

Т.е. именно эти 10% высокоэнергетичных нейтронов уносят ~ 70% доли энергии первичного протона, идущей на нейтронообразование в такой мишени. Если же говорить о кинетической энергии нейтронного излучения, - то все 87% кинетической энергии нейтронной компоненты уносится нейтронами с энергией выше 20 МэВ.

Отметим, что в работе [9], ее авторы, используя результаты и методологию работы [8], приводят полученные в [8] результаты расчетов по выходу из свинцовой мишени  $\varnothing = 20$  см,  $L = 60$  см нейтронов с энергией  **$E < 10,5$  МэВ - в качестве полных выходов нейтронов из такой мишени**.

Таким образом, экспериментальные результаты, полученные в работе [7], демонстрируют **некорректность** принятой в работе [8], и в целом ряде других работ, например, в той же работе [9], - постановки задачи определения оптимальной энергии протонного пучка для реализации электроядерной технологии. Очевидна также **несостоятельность выводов** работы [9], формулируемых ее авторами в результате такого подхода, причем в весьма категоричной форме.

В частности, в упомянутой работе [9] выполнено расчетное моделирование квазибесконечной мишени из обедненного урана  $\varnothing = 100$  см,  $L = 200$  см при энергиях протонов 1, 10 и 40 ГэВ. Масса такой мишени составляет ~ 30 т. Утечку нейтронов из такой мишени можно оценить (поскольку авторы [9] не сочли необходимым привести ее в работе) на уровне  $< 2-3\%$ . Коэффициенты усиления мощности протонного пучка по результатам расчетов [9] составили: 3,27 – при энергии 1 ГэВ; 2,98 – при энергии 10 ГэВ; 2,54 – при энергии 40 ГэВ.

Для демонстрации несостоятельности результатов расчетов, в т.ч. и работы [9], приведем результаты экспериментов группы Р.Г. Василькова - В.И. Гольданского - Ю.Н. Покотилова

[10], а также результаты нашего расчетного моделирования этих экспериментов. Эксперименты проводились на синхроциклотроне ЛЯП ОИЯИ в середине 60-х годов в течение ~ 6 лет на квазибесконечных мишенях из обедненного и природного урана массой ~ 3,5 т, при энергии протонного пучка - 660 МэВ. С учетом асимметрии ввода пучка в этих экспериментах, нами рассматривалась эквивалентная симметричная модель массой ~ 7 т.

Сравнение некоторых интегральных результатов этих экспериментов с расчетами по коду MCNPX 2.5 (С/Е), приведено в таблице 2, в которой  $Y$  – выход ядер  $^{239}\text{Pu}$ ,  $\eta_{38}$  - количество актов деления урана-238,  $\eta_{35}$  – количество актов деления урана-235 в расчете на один 660 МэВ протон. Утечка нейтронов из такой мишени, по данным авторов, составляет ~ 10-12% [10].

Таблица 2.

**Выход  $^{239}\text{Pu}$  и число актов деления ядер урана в мишени из природного урана в расчете на один 660 МэВ протон**

	$E_p = 660 \text{ МэВ}$		
	$Y$	$\eta_{38}$	$\eta_{35}$
Эксперимент [10]	$46.4 \pm 4$	$14.6 \pm 1.3$	$3.9 \pm 0.4$
Расчет С/Е	$36.0 \pm 0.1$ <b>0.776</b>	$9.05 \pm 0.01$ <b>0.620</b>	$2.25 \pm 0.01$ <b>0.577</b>

Как видно из таблицы 2, программа значительно занижает наработку плутония, но еще существеннее она занижает число делений, которые и отвечают, в основном, за энергетический баланс в мишени.

Отметим, что программа считала полное число делений, а в экспериментальных данных не учтены в сумме 3-4 деления, происходящие в центральной (каскадной) области мишени, которые не могли быть непосредственно измерены в эксперименте [10].

Энерговыделение в экспериментах [10] составило, в среднем, ~ 3950 МэВ на протон в обедненном уране, и ~ 4900 МэВ на протон в природном уране. Таким образом, **коэффициенты усиления мощности** протонного пучка с энергией **660 МэВ**, в рассматриваемом **комплексе уникальных экспериментов [10]**, составляют: **~ 6,0 на обедненном уране**, и **~ 7,4 на природном уране**. **Экстраполяция результатов** по распределению количества делений в объеме мишени [10] к квазибесконечной мишени массой ~ 20 т ( $\varnothing = 120 \text{ см}$ ,  $L = 100 \text{ см}$ ), дает для энергии протонов 660 МэВ значение **коэффициента усиления мощности** на уровне ~ 9.

В декабре 2008 г. в ПИЯФ РАН (Гатчина) по инициативе ЦФТП «Атомэнергомаш» совместно со специалистами ГНЦ РФ ФЭИ были проведены измерения полного энерговыделения в теплоизолированных образцах. Для этой цели свинцовая матрица массой ~ 550 кг облучалась квазинепрерывным потоком протонов с энергией 1 ГэВ в течение 600 с [11].

В первом цикле в матрицу помещался калориметр, содержащий цилиндрическую вставку из свинца, во втором – калориметр, содержащий вставку из обедненного урана массой ~ 3,2 кг, тех же геометрических размеров (~  $\varnothing 50 \times 100 \text{ мм}$ ), что и свинцовая.

Энерговыделение определялось по приращению температуры в калориметрах, измеряемой с помощью двух термодатчиков. Один монтировался по оси цилиндрического образца, второй на периферии.

В обоих циклах облучения наблюдался устойчивый линейный рост температуры вставок, причем для обоих термопреобразователей (Рис. 1). Нагревание свинца происходило со скоростью ~ 13,0 град/10 мин, а урана ~ 35,5 град/10 мин (абсолютная погрешность термодатчиков составляла ~  $0,05^{\circ}\text{C}$ ).

Результаты экспериментов приведены в Таблице 3, где они сравниваются с результатами моделирования с помощью кода MCNPX 2.5.

В случае свинца согласие расчетов и эксперимента вполне удовлетворительное, однако, для урана теоретическое (расчетное) значение существенно, на ~ 40 МэВ в расчете на 1 падающий протон, ниже наблюдаемого.

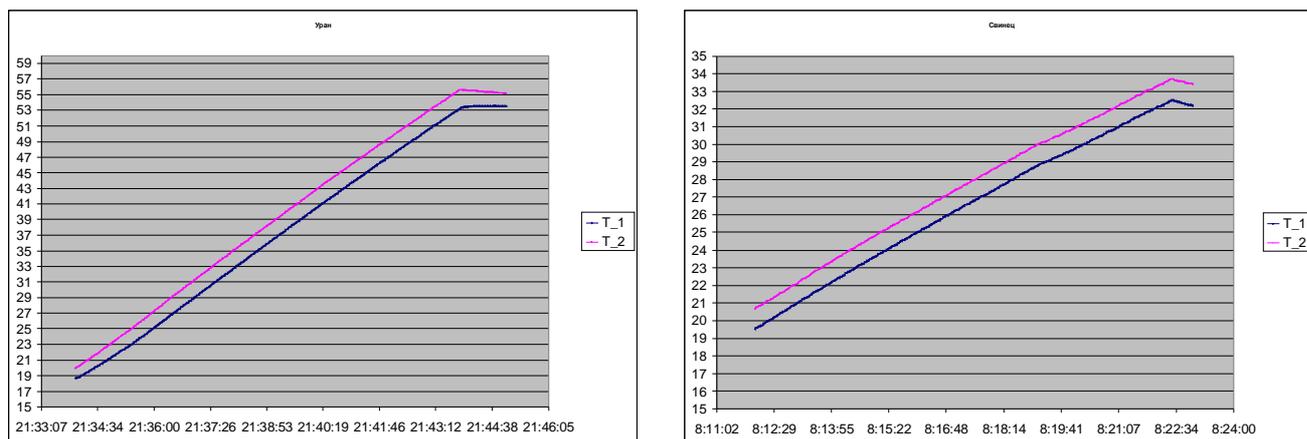


Рис. 1. Показания термодатчиков, вмонтированных в урановый (слева) и свинцовый (справа) калориметры (образцы). Шкала второго датчика для наглядности смещена примерно на 1 °С [11].

Таблица 3.

**Выделение энергии в урановом и свинцовом образцах, помещенных в свинцовую матрицу (МэВ на 1 падающий протон с энергией 1 ГэВ) [11].**

Материал	Деление, нейтроны	Фотоны + протоны	Всего расчет	Эксперимент
Обедненный уран	61.7	130.6	192.3	<b>235.6</b>
Свинец	0.2	74.4	74.6	<b>70.0</b>

Полагая, что удельные ионизационные потери энергии протонов рассчитываются вполне надежно (о чем свидетельствует сравнение данных для свинца), обнаруженную разницу следует отнести на счет недооценки в расчетах скорости реакции деления урана в поле нейтронов, как каскадных, так и отраженных от свинцовой матрицы. Абсолютное значение энерговыделения, которое можно ассоциировать с делением урана составляет ~ 105 МэВ. (Расчеты были выполнены Ю.А. Кураченко, анализ - А.А. Говердовским).

Как видно из данных таблицы 3, при вполне удовлетворительном совпадении расчетов по энерговыделению для свинца, для обедненного урана отношение результатов расчетов к эксперименту по делению составляет  $C/E \sim 0,59$ .

Кратко подведем итоги нашего тестирования и анализа.

Вынуждены констатировать, что в настоящее время **не существует программных кодов, которые можно было бы ответственно использовать для надежных расчетов параметров активной зоны реальных электроядерных систем и, в частности, ЯРТ-реакторов.**

Особо отметим, что для свинца наблюдается **вполне приемлемое соответствие** расчетных и **полных**, экспериментально полученных, **интегральных характеристик, хотя, что крайне важно для наших целей, существенно занижается роль высокоэнергетичной компоненты нейтронного излучения.**

В то же время для **делящихся размножающих сред** существующие верифицированные программы дают значительное, до ~ 2 раз, **занижение даже интегральных характеристик**, как нейтронного излучения, так и энерговыделения. Такое занижение характерно не только для расчетов процессов в достаточно больших (~ 3,5 т) мишенях при относительно малых (660 МэВ) энергиях, но и для **весьма малых (~ 3 кг) мишеней, при «эталонной» энергии 1 ГэВ.**

Все это указывает, в первую очередь на то, что дело не в недостаточной статистике для расчетов процессов в мишенях с несколькими длинами свободного пробега (современные компьютеры позволяют легко и быстро насчитывать десятки и сотни миллионов историй).

**Главная проблема расчетного моделирования в области промежуточных энергий - в модели процесса первичного взаимодействия релятивистской частицы с ядром - мишенью, которая определяет начальные условия для транспортных кодов.**

Все современные транспортные коды используют в качестве модели взаимодействия релятивистской частицы с ядром различные разновидности модели внутриядерного каскада (МВК).

Модель была предложена в 1947 г. Сербером и модернизирована в 1962 г. Бертини. В этой модели ядро рассматривается как объем, заполненный идеальным нуклонным газом, а высокоэнергетичная частица, попадающая в ядро – «разменивает» свою энергию в двухчастичных столкновениях с нуклонами ядра. На сегодняшний день существует несколько сотен вариаций на ее тему.

В настоящее время процесс моделирования взаимодействия адронов вплоть до энергий 100 ТэВ достаточно унифицирован и базируется, в частности, на разработках большой группы физиков в ЦЕРНе, создавших пакет программ GEANT4.

Для описания hA-взаимодействий при  $E \leq 10$  ТэВ из существующих сегодня теоретико-феноменологических разновидностей МВК разработчики GEANT4 выбрали следующие:

- Ø модель Бертини;
- Ø бинарный внутриядерный каскад;
- Ø Льежский каскад INCL;
- Ø модель квантовой молекулярной динамики.

При этом, (в разделе «Недостатки»), эти модели называются недостаточно верифицированными для сильных взаимодействий при  $E \leq 10$  ТэВ, и ответственность за их применение разработчики возлагают на пользователя, утверждая, что требуется «предварительная проверка адекватности используемых моделей» [12].

Модель МВК, а также её многочисленные улучшающие модификации, - являются чисто феноменологическими моделями, совершенно не связанными с фундаментальными уравнениями Шредингера и содержат большое количество подгоночных параметров, выбираемых из интуитивных соображений или из соображений наилучшего совпадения с экспериментом.

В феноменологических моделях отсутствуют фундаментальные выводы, связывающие их с микроскопическим подходом, и поэтому невозможно определить область применимости, что и оставляет место для введения произвольных параметров и возникновения большого числа улучшающих модификаций, зачастую с трудно различимым физическим смыслом.

Роль этой модели, которая сегодня лежит в основе всех расчетов hA-взаимодействий в интересующем нас диапазоне энергий  $0,5 \div 10$  ТэВ, сводится просто к параметризации уже полученных экспериментальных данных, и поэтому результаты расчетов не могут иметь самостоятельного значения.

Стоит коротко напомнить, как описывается процесс взаимодействия протонов с ядром в рамках этой модели [13].

Первый этап – столкновения налетающей частицы и вторичных частиц со свободными нуклонами ядра, заканчивающийся вылетом части образовавшихся частиц за пределы ядра.

Второй этап – реализация оставленной налетающей частицей, так называемой энергии возбуждения (по порядку величины, сравнимой с энергией связи ядра). Вначале – это предравновесное, а затем равновесное испарение нуклонов.

На третьем этапе происходит **деление** сбросившего большое количество нуклонов и «успокоившегося» **остаточного ядра** - с **вероятностью** деления **начального** ядра, например, - **урана**. Сюда же вставляют и фрагментацию начального ядра, хотя многочисленные эксперименты указывают на то, что фрагментация проходит за ядерное время.

Стоит здесь, наверное, напомнить, что на некорректность «газокинетического» описания ядра, принятого за основу в МВК, указывал еще в 1953 г. Л.Д. Ландау [14], а в 1965 г. ее несостоятельность уже строго теоретически показал А.Б. Мигдал [15].

Можно добиться хорошей аппроксимации конкретных экспериментальных величин, например, дважды дифференциальных сечений или интегрального потока нейтронов для отдельных экспериментов, но основные базовые характеристики процесса hA-взаимодействия в МВК

отсутствуют. Шаг в сторону (изменение параметров) и, естественно, что предсказания расчетов не выдерживают никакой критики.

Даже для энергии протона 660 МэВ, как было показано выше, мы имеем совершенно удручающие (в разы) расхождения расчетов и экспериментальных [10] результатов.

Например, никаким подбором параметров невозможно воспроизвести экспериментальную зависимость энергии возбуждения ядра от его массы [16].

Особенности учета пинообразования в МВК приводят к неограниченному росту энергии возбуждения ядра с ростом энергии налетающей частицы. Энергия возбуждения тем больше, чем больше масса ядра. В эксперименте же зависимость от массы ядра обратная: чем больше масса, тем меньше энергия возбуждения (Рис. 2) [16]. При ~ 2 ГэВ и выше энергия возбуждения в первом приближении остаётся постоянной, т.е. чем тяжелее ядро, тем оно более «прозрачно» [16] для налетающей частицы (известные трудности при описании лидирующей частицы).

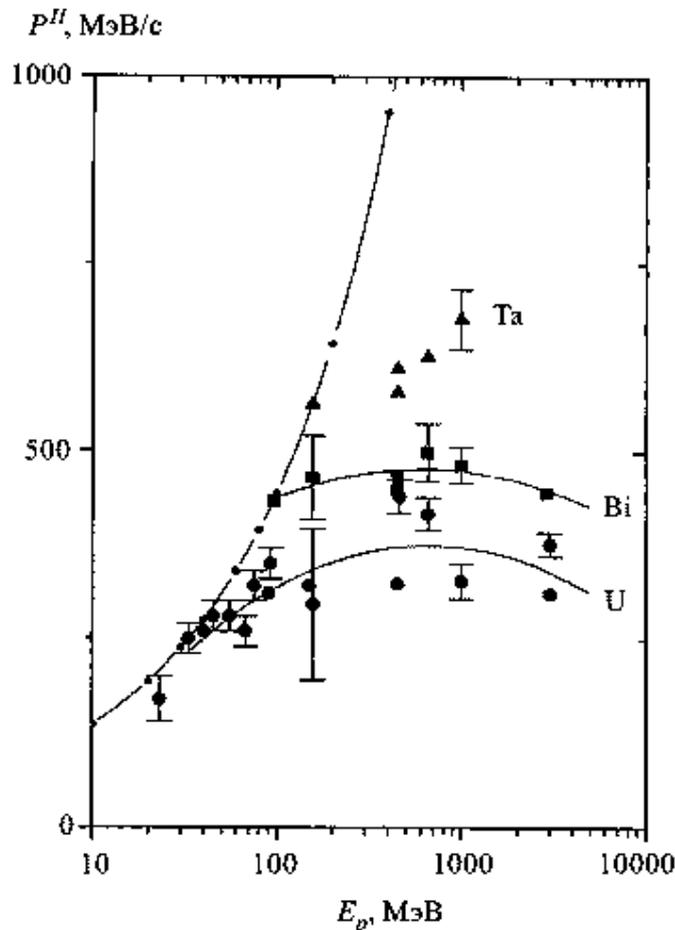


Рис. 2. Среднее значение импульса, передаваемое в переднем направлении ядрам U, Bi, Ta (W)

Надо заметить, что в рассматриваемой нами области науки сложилась парадоксальная ситуация. Теоретики, по сути, живут сами по себе, экспериментаторы – сами по себе. Причем зачастую экспериментаторы, занимающиеся, например, радиохимией и активационным анализом, мало что знают о результатах получаемых коллегами, занимающимися, скажем, нейтроникой или ядерными эмульсиями.

Отметим, что «удовлетворительное» или «хорошее» (в зависимости от «соцзаказа») совпадение результатов расчетов с экспериментальными данными, регулярно упоминаемое в ряде работ, является в некотором смысле лукавством, сопряженным с неограниченными возможностями введения подгоночных параметров, или, еще проще, - представлением этих результатов в логарифмическом, и даже в дважды логарифмическом масштабе.

Реально же, серьезным экспериментаторам давно и хорошо известно, что при энергиях протона выше ~ 400 МэВ расчеты начинают заметно «сбоить».

В принципе, это достаточно хорошо понятно с физической точки зрения.

МВК, по сути – линейная модель, т.е. она подразумевает неизменность свойств и состава среды (ядра - мишени), с которой вступил во взаимодействие первичный протон. Однако при энергиях выше  $\sim 400$  МэВ, уже становятся заметными процессы мезообразования и фрагментации, т.е. задача фактически становится нелинейной. И если с мезообразованием теоретики (расчетчики) еще пытаются как-то, пусть не очень убедительно, разобраться, то фрагментация, как указывалось выше, в рамках всевозможных разновидностей МВК, - вообще не имеет ни малейшего физического смысла. А процесс этот крайне интересный и не простой.

Рассмотрим подробнее **характеристики процесса фрагментации**, полученные в результате анализа многочисленных экспериментов.

Взаимодействие протонов и легких частиц с ядрами в рассматриваемом диапазоне энергий определяют всего **три ядерные реакции**: скалывание, деление и фрагментация. Проще всего можно проиллюстрировать роль этих ядерных реакций в процессах взаимодействия быстрых нуклонов с ядрами, рассматривая зависимости массовых распределений ядер - продуктов.

На рис. 3 приведены вероятности выходов ядер - продуктов реакций, при взаимодействии протонов с энергиями 40, 480 и 3000 МэВ со слабо делящимися ядрами свинца и висмута. В таком виде рисунок впервые был представлен в 1956 году в работе [17]. С тех пор он цитируется в неизменном виде от работы к работе. Его можно найти, например, в работах: Перфилова – 1962 г. [18], Хайда – 1969 г. [19], Барашенкова – 1972 г. [13], Обухова – 2003 г. [16], а также во многих других работах.

Как видно из рис. 3, кривая массового распределения ядер - продуктов имеет три характерные области, соответствующие выше перечисленным ядерным реакциям.

**Первая группа ядер-продуктов** характерна для низких энергий налетающей частицы - это реакции  $(p, xn)$ ,  $(p, xp)$ ,  $(p, xpnr)$ . Их появление обусловлено взаимодействием налетающей частицы с нуклонами, находящимися на поверхности ядра. Эту реакцию называют скалыванием или иначе «spallation». Ядра - продукты этой группы располагаются вблизи массового числа  $A_M$  ядра-мишени и имеют массовые числа, отличающиеся от  $A_M$  на несколько единиц.

**Вторая группа ядер-продуктов** - это продукты деления ( $\sim 50 \div 150$ ) – развал ядра на две части. Деление – это относительно длительный процесс, который характеризуется развитием объемной неустойчивости в ядерной материи, заканчивающейся развалом ядра.

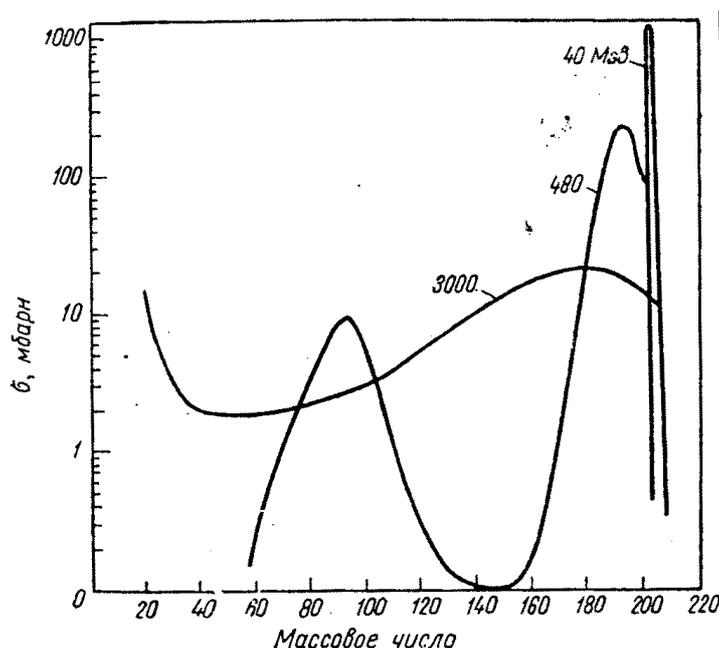


Рис. 3. Распределение по массам ядер - продуктов реакций при облучении протонами висмута (40МэВ, 480МэВ) и свинца (3ГэВ) [17].

**Третья группа ядер-продуктов** – ядра - фрагменты. При низкой энергии - это легкие ядра, затем по мере роста энергии налетающей частицы происходит заполнение провалов  $A < 50$ ,  $130 < A < A_M$ . При энергиях  $E_p \sim 3$  ГэВ, при формировании распределения ядер - продуктов реакций по массам, - процесс фрагментации доминирует во всей области массовых чисел (ядра - фрагменты + остаточные ядра).

### **Процесс фрагментации ядра. Основные характеристики.**

Детальный анализ обширного экспериментального материала по взаимодействию протонов с ядрами, накопленного к 1962 году [18], позволил авторам этой работы выделить основные характерные особенности, присущие процессу фрагментации.

Следуя материалам работы [18], коротко перечислим основные характеристики процесса фрагментации, которые собственно и должна описывать адекватная модель фрагментации ядер при промежуточных энергиях взаимодействия протонов с ядрами, и которые должны служить основой при создании такой модели.

**1. Процесс фрагментации одинаковым образом протекает** и для сферически симметричных, и для сильно деформированных ядер, т.е. не зависит от формы и особенностей строения ядер. Взаимодействие происходит с ядерной материей, заключенной в объеме ядра. Зависимости распределений по массам ядер - продуктов реакций взаимодействия ядер - мишеней с протонами при энергиях  $E \sim 3$  ГэВ показывают, что *полный изобарный выход ядер-продуктов реакций в первом приближении не зависит от массового числа, или иначе, события с выходом фрагмента той или иной массы равновероятны.*

#### **2. Независимость от природы бомбардирующих частиц**

Большинство экспериментальных данных указывает на сходство протекания процессов образования фрагментов при облучении мишеней легкими частицами различной природы: протонами, нейтронами,  $\pi$ -мезонами.

**3. Фрагменты испускаются непосредственно из ядра-мишени, одновременно с нуклонами.** Фрагменты представляют собой стабильные изотопы с энергией возбуждения, недостаточной для эмиссии нейтронов, т.е. под действием налетающей частицы происходит распад «холодной» ядерной материи.

**4. Зарядовое распределение фрагментов не зависит от энергии налетающих частиц** в широком диапазоне энергий. Также зарядовые распределения не зависят от направления испускания фрагментов (по отношению к направлению падающей частицы), и от числа фрагментов с  $Z \geq 4$  в одном расщеплении.

#### **5. Распределение по энергии вылетающих фрагментов.**

Энергетическое распределение фрагментов **не зависит от энергии налетающей частицы и от доли энергии**, передаваемой частицей ядру-мишени. Максимум энергетического распределения находится при  $E_{фр} \sim E_{кул}$ , где  $E_{кул}$  – эффективный кулоновский барьер.

На рис. 4 представлено энергетическое распределение фрагмента  ${}^8\text{Li}$ , образованного при облучении ядер - мишеней протонами с энергией 2,2 ГэВ [18]. Стрелками обозначено положение кулоновского барьера.

Как видно из рис. 4, существуют фрагменты с энергией, как меньшей кулоновского барьера, так и с заметно большей.

С ростом энергии налетающей частицы в энергетическом распределении увеличивается количество частиц с энергией большей энергии кулоновского барьера, однако **наиболее вероятная энергия фрагмента остаётся одной и той же.**

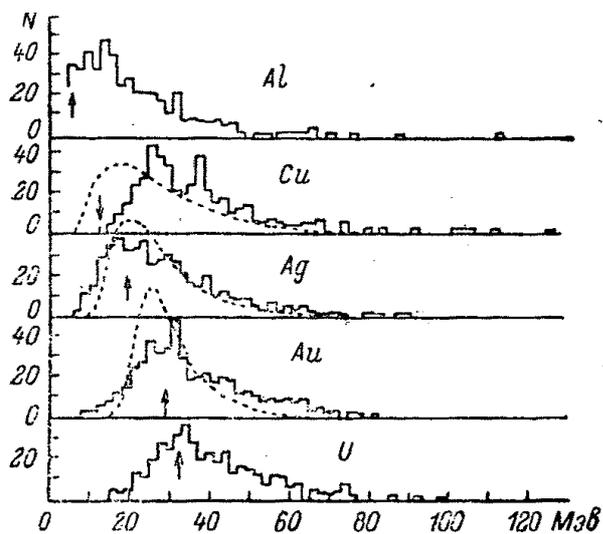


Рис. 4. Энергетическое распределение фрагмента  ${}^8\text{Li}$ , образованного при облучении ядер - мишеней протонами с энергией 2,2 ГэВ [18].

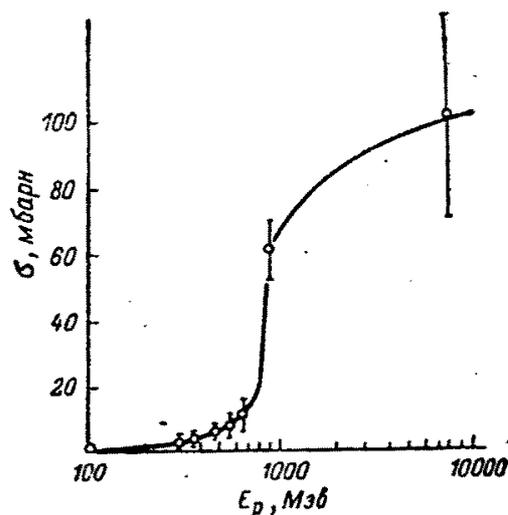


Рис. 5. Характерная зависимость сечений образования фрагментов с  $Z \geq 4$  от энергии протона при расщеплении ядер AgBr [18].

## 6. Множественность частиц

Экспериментальные исследования показали, что **события с испусканием фрагмента** в широкой области энергий налетающего протона (от 460 МэВ до 9 ГэВ) **сопровождаются эмиссией** заряженных **частиц**, среднее число которых (не считая фрагмента) **в 1,8 раза превышает среднее число частиц**, испущенных при той же энергии налетающей частицы в событиях без эмиссии фрагмента. (Естественно, что при рассматриваемых энергиях происходит, соответственно, и эмиссия нейтронов, в пропорции их соотношения с протонами в ядре). В событиях, сопровождающихся испусканием **двух и более фрагментов**, среднее число эмитированных частиц (не считая фрагментов) **более чем в два раза** превышает среднее число частиц, испущенных в событиях без фрагментации. Таким образом, **число испущенных** в акте взаимодействия ядра - мишени с высокоэнергетичным протоном **легких частиц существенно зависит от наличия фрагментации** в данном событии.

## 7. Сечение выхода.

Полное сечение образования фрагментов быстро растет в области энергий до 1 ГэВ, затем рост замедляется и практически перестаёт зависеть от энергии налетающих частиц в широком диапазоне энергий (рис. 5).

## 8. Мультифрагментация.

Наблюдается независимость образования отдельных фрагментов и их энергетического распределения при мультифрагментации ядра-мишени. С ростом энергии протона происходит увеличение множественности фрагментов. Относительная вероятность расщеплений с данным числом фрагментов падает с ростом числа фрагментов и практически не зависит от энергии налетающей частицы.

Вероятность полного разрушения (на отдельные нуклоны) протонами ядер Ag, Br, Pb в событиях с фрагментацией практически не зависит от энергии протона и составляет для  $E_p = 6,2$  ГэВ - 2,1%, для  $E_p = 9,6$  ГэВ - 3,1%, для  $E_p = 70$  ГэВ - 3% [20].

## 9. Угловое распределение.

**Анизотропия углового распределения фрагментов** лежит в основе самого механизма образования фрагментов.

Степень анизотропии можно охарактеризовать величиной  $F/V$ , где  $F$  – число фрагментов, испущенных в переднюю полусферу,  $V$  – число фрагментов, испущенных в заднюю полусферу относительно направления падающего протона. С ростом энергии налетающей частицы степень анизотропии постепенно уменьшается и выходит на асимптоту  $F/V \sim 2$ .

На рис. 6 приведена зависимость  $F/V$  от энергии протонов для фрагментов с  $Z \geq 4$ .

С другой стороны, для фрагментов с энергией бóльшей энергии кулоновского барьера - степень анизотропии сильно зависит от энергии вылетающего фрагмента. Чем больше энергия фрагмента, тем больше анизотропия углового распределения. Так при энергии фрагментов 8 МэВ/нуклон отношение  $F/V$  достигает  $\sim 10$  при  $E_p \sim 6,2$  ГэВ.

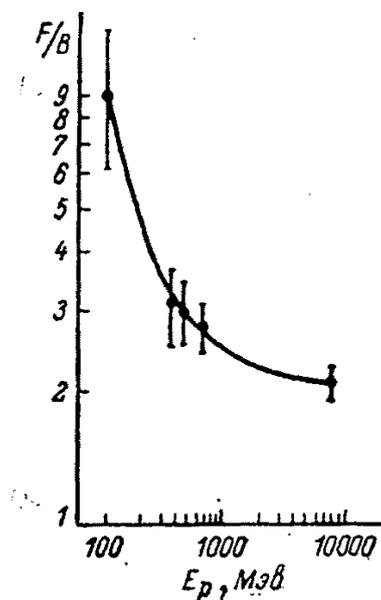


Рис. 6.

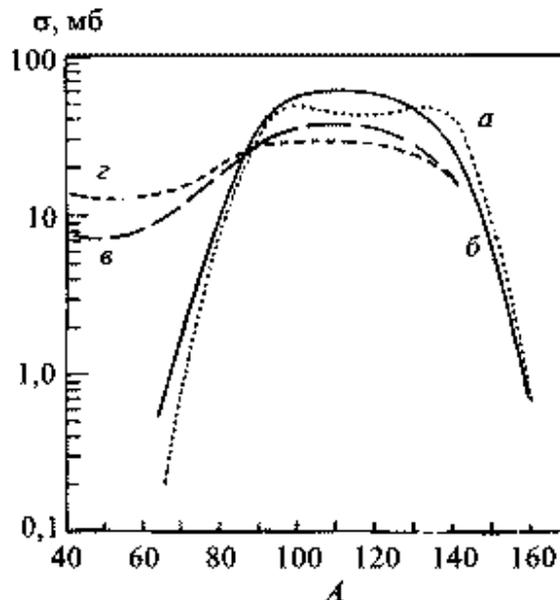


Рис. 7. Распределение по массам ядер - продуктов при облучении  $^{238}\text{U}$  протонами с энергией: а - 0,1 ГэВ; б - 0,17 ГэВ; в - 2,9 ГэВ; г - 28 ГэВ [16].

Результаты экспериментальных работ по фрагментации ядер, проводившихся после выхода монографии [18], лишь расширили базу экспериментальных данных, см. в частности рис. 7 [16], но не привели ни к опровержению перечисленных выше характеристик, ни к сколько-нибудь существенному их уточнению.

Что касается теоретических моделей, то уже в [18] оценивались адекватность и перспективность моделей, предложенных к тому времени для описания фрагментации. Но, как в 1962 году, так и по сей день, - не существует модели, удовлетворительно описывающей хотя бы небольшую часть основных характеристик процесса.

### Основные проблемы расчетного моделирования

При теоретическом моделировании **сильных адрон-ядерных взаимодействий** в области промежуточных энергий труднее всего понять и связать воедино такие характеристики, как:

1. Фрагментация происходит за ядерное время, т.е. в процессе прохождения высокоэнергетичной частицей ядра - мишени.
2. Так называемая **энергия возбуждения ядра** не имеет никакого отношения к процессу фрагментации. Распадается холодная ядерная материя на холодные же осколки, кинетическая энергия которых - это кулоновская энергия расталкивания после образования разрывов в ядерной материи.
3. **Эмиссия нуклонов** происходит одновременно с разлетом осколков - фрагментов, т.е. является **результатом объемного возмущения ядра**.
4. **Сильная анизотропия** углового распределения **фрагментов**, пожалуй, наиболее сложная для понимания характеристика процесса фрагментации, которая говорит о том, что **поверхности разрыва ядерной материи ориентированы**, по бóльшей части, **перпендикулярно** направлению налетающей частицы.

Движение протона в ядерном веществе искажается из-за взаимодействия с нуклонами ядерного вещества, вместе с этим, естественно, ожидать и изменения свойств среды.

Если поле, создаваемое протоном, сравнимо с  $\varepsilon_F$  (энергия Ферми), то в таком поле ядерное вещество существенно перестраивается, что приводит в свою очередь к сильному изменению ядерного поля, действующего на адрон, и задача становится нелинейной. Появление протона в ядре приводит к сильному локализованному возмущению плотности. При  $R \sim R_0/2$  - N-N- взаимодействие отталкивательное. В ядре возникают объёмные колебания: области уплотнения и разрежения.

Процесс фрагментации, и это очевидно, относится к нелинейным процессам. Следовательно, удовлетворительную модель фрагментации можно построить только на базе нелинейных микроскопических или полумикроскопических моделей, так как при прохождении протона через ядро мы имеем дело с локализованным возмущением, первоначальные размеры которого меньше расстояния между нуклонами ядерного вещества.

Более тридцати лет назад появились работы, в которых процесс прохождения быстрой частицы через ядро описывался с помощью модели ударных волн [21], модели квантовых ударных волн в ядерном веществе [22, 23, 24].

*В рамках этих моделей процесс, сопровождающий прохождение быстрой частицы через ядро-мишень, является нелинейным процессом и выглядит следующим образом.*

*Быстрая частица, взаимодействуя с нуклонами ядра, генерирует коллективные возбуждения плотности (гигантские резонансы). В случае, когда скорость частицы больше скорости нулевого звука, в ядерной материи образуется так называемый нуль-звуковой конус Маха. Максимум амплитуды нелинейной волны плотности расположен вдоль некоторой поверхности конуса, причем в ядерном веществе существуют как волны уплотнения, так и волны разрежения (солитоны уплотнения и разрежения). Взаимодействие этих волн с поверхностью ядра или, иначе, выход этих волн на поверхность, - приводит к «выплескиванию» нуклонов и вылету фрагментов.*

Квантовые ударные волны похожи на гидродинамические ударные волны. Они возникают в режиме отсутствия столкновений между частицами и отличаются от ударной волны тем, что для их существования не требуется термализации среды. Состояние вещества за фронтом волны не является термодинамически равновесным. После её прохождения через вещество система возвращается в исходное состояние, в отличие от ударной волны, когда за фронтом состояние вещества сильно отличается от состояния вещества перед фронтом волны. Изменение плотности в среде возникает не за счет разогрева среды, а за счет когерентного сложения колебательных возбуждений, возникших при взаимодействии налетающей частицы с нуклонами ядра-мишени. Квантовые ударные волны описывают нелинейные явления в холодной ядерной материи.

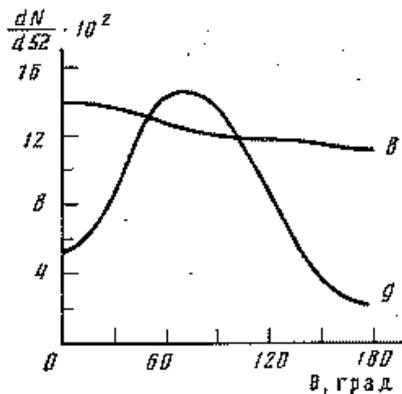


Рис. 8. Угловые распределения вторичных нуклонов

б – для частиц с энергией 0÷25 МэВ, г – для частиц с энергией в диапазоне 30÷390 МэВ [23].

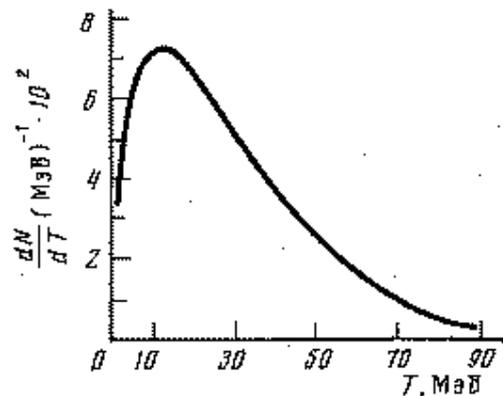


Рис. 9. Энергетический спектр вторичных нуклонов [23].

На рис. 8 приведены результаты расчета углового распределения вылетевших нуклонов для случая центрального столкновения (прицельный параметр  $b=0$ ) протона с энергией 4,5 ГэВ с ядром свинца  $^{208}\text{Pb}$  [23]. Отношение вперед – назад для нуклонов с энергией 0÷25 МэВ равно 1,1, т.е. в первом приближении распределение изотропное.

В цитируемых выше работах использованы разные подходы для решения задачи прохождения быстрой частицы через ядро-мишень. Так, например, в работах [22] решается уравнение теории ферми-жидкости с учетом нелинейности и диссипативных эффектов. В работе [23] рассмотрение процесса проводится в рамках бозонной модели, в [24] используется нелинейное уравнение Шредингера.

Наиболее интересно то, что все эти подходы дают квазимаксвелловский спектр эмиссии вылетающих нуклонов с максимумом в области 10÷15 МэВ. Для примера на рис. 9 приведен энергетический спектр вторичных нуклонов, полученный для случая центрального столкновения (прицельный параметр  $b = 0$ ) протона с энергией 4,5 ГэВ с ядром свинца  $^{208}\text{Pb}$  в работе [23].

В случае установления термодинамического равновесия в ядре-мишени подобный спектр соответствовал бы сильному нагреву ядерного вещества до температур  $T \geq 10$  МэВ. В рамках модели квантовых ударных волн спектр вторичных нуклонов образуется за счет взаимодействия волна-частица в холодной ядерной жидкости. Диссипация энергии в инициированных налетающей частицей объёмных колебаниях плотности в ядре происходит за счет двух механизмов:

1. В результате отражения нуклонов ядра от волны уплотнения изменяется их спектр. Часть энергии волны передаётся нуклонам ядра.
2. Столкновение нуклонов ядра между собой в поле движущейся волны. Поскольку функция распределения нуклонов отличается от равновесной функции распределения, то столкновительный интеграл теперь не равен нулю.

Первый механизм доминирует при возбуждениях малой амплитуды. По мере роста амплитуды объёмных колебаний становится заметным вклад второго механизма в общую потерю энергии колебаний. В случае ударных волн большой амплитуды этот механизм является доминирующим.

При распространении объёмные колебания приводят, в том числе, к поверхностным колебаниям, амплитуда и частота которых зависят от возмущения, произведенного частицей в ядре. Именно объёмные колебания ответственны за фрагментацию ядра, за «выплеск» нуклонов, за полное разрушение ядра.

*На сегодня только эти модели способны адекватно описать приведенные выше 4 основных проблемы моделирования, связанные с процессом фрагментации, не имеющие своего объяснения в рамках модели МВК.*

*В частности, наблюдаемую угловую анизотропию вылета фрагментов, поскольку в рамках этих моделей возмущения плотности ядерной материи (уплотнение – разрежение) происходят в направлении перпендикулярном образующей поверхности конуса Маха. При этом эмиссия нуклонов и холодных фрагментов, наблюдаемая в экспериментах, - происходит из холодной ядерной материи.*

Нелинейные модели адекватно описывают основные характеристики  $hA$ -взаимодействия. Несомненно, что вопрос их практического использования вполне решаем, - была бы острая практическая потребность.

### Заключение

Сегодня **не существует адекватной** (описывающей большую часть характеристик процесса) **расчетной модели сильных адрон – ядерных взаимодействий** в области промежуточных энергий.

До настоящего времени в ядерной физике доминирует феноменологический подход в объяснении экспериментальных фактов. Многочисленные феноменологические модели создаются для объяснения конкретных процессов, имеющих место в ядерной физике. Редкие из них описывают весь комплекс характеристик процесса, чаще лишь отдельные частные его стороны.

В связи с этим они не могут служить базой для перспективных разработок, поскольку не могут предсказывать будущее.

В случае с электроядерной технологией мы и наблюдаем этот парадокс. Попытка построить конкретную схему применения на основании расчетов с помощью современных транспорт-

ных кодов, приводит к гибридной схеме, а, по сути, к подкритическому реактору с внешним источником нейтронов.

В этой схеме собственно электроядерной части отведена малая вспомогательная роль в устройстве, базирующемся на цепной реакции с  $k_{эфф} = 0,95 \div 0,98$ . А это, в свою очередь, приводит к работе с делительным спектром нейтронов в классической подкритической реакторной системе, сопровождаемой двумя мощными зонами возмущения нейтронного потока и, соответственно, энерговыделения в ней [3].

Отсюда и серьезное противодействие реакторного сообщества классическому электроядру – ADS, поскольку все существующие проблемы традиционной реакторной технологии в этой схеме практически полностью сохраняются, а новые - возникают.

Вынуждены констатировать, что сегодня, как и шестьдесят лет назад, создавать теперь уже электроядерные системы, - возможно **только опираясь на результаты экспериментов**, поскольку результаты **современных модельных расчетов несостоятельны**.

Выполнение проекта «Энергия и Трансмутация РАО» (Э и Т – РАО) [2] даст возможность получить отсутствующие на сегодня экспериментальные данные и разработать расчетные методы, необходимые для проектирования демонстрационных опытно-промышленных установок как на основе схемы ЯРТ, так и классических электроядерных установок типа ADS.

Реализация проекта, который входит как часть в ядерно-физический блок 1-й (НИОКР) фазы Проекта «ЯРТ-ОЯТ», разработанного специалистами ЦФТП «Атомэнергомаш» и ОИЯИ, - предполагается в качестве инновационной ветви фундаментального Мегапроекта НИКА.

Отметим, что помимо решения чисто прикладных и инновационных задач выполнение проекта «Э и Т – РАО» послужит развитию целого ряда областей фундаментальной науки.

В заключение отметим, что мы рассматриваем настоящую работу как своего рода обоснование проекта «технического задания» прикладников – теоретикам. Мы приглашаем всех заинтересованных коллег, работающих в области практической реализации электроядерных технологий, - к предметному обсуждению, анализу, дополнению и уточнению основных положений этого «ТЗ».

Авторы выражают благодарность всем, кто способствовал получению экспериментальных результатов, положенных в основу настоящей работы, а также принял участие в анализе полученных результатов и обсуждениях ее основных положений.

## Литература

1. Y. Kadi. Examples of ADS design II: The Energy Amplifier DEMO. ICTP, Trieste, Italy, 20 October 2005.
2. W. J. Adam et al. ("E&T – RAW" Collaboration) Study of Deep Subcritical Electronuclear Systems and Feasibility of Their Application for Energy Production and Radioactive Waste Transmutation. Preprint JINR E1-2010-61, Dubna, 2010.
3. Проблемы создания широкомасштабной ядерной энергетики и ядерные релятивистские технологии (ЯРТ). <http://www.cftp-aem.ru/Data/RADS02.pdf>.
4. Балдин А.А. Белов Е.М., Галанин М.В. и др. Ядерные релятивистские технологии (ЯРТ) для производства энергии и утилизации отработанного ядерного топлива (ОЯТ). Результаты первых экспериментов по физическому обоснованию ЯРТ. Письма в ЭЧАЯ т.8, в.6, с. 1007-1023 (2011).
5. Чилап В.В. и др. Ядерная релятивистская энергетика - физико-технические основы и результаты первых экспериментов. Вестник НЯЦ РК, №4 (48), 2011, с. 68-76.
6. В.С. Барашенков, Ю.В. Требуховский, Ю.Е. Титаренко и др. «Дважды дифференциальные сечения образования нейтронов из ядер Pb, W, Zr, Cu, Al, бомбардируемых протонами с энергиями 0.8, 1.0, и 1.6 ГэВ. «Ядерная физика», 2005, т.68, № 1, с. 4-16.
7. В.И. Юревич, Р.М. Яковлев, В.А. Николаев, В.Г. Ляпин, Н.С. Амелин, Исследование эмиссии нейтронов при взаимодействии релятивистских протонов и дейтонов со свинцовыми мишенями. Письма в ЭЧАЯ, 2006, т.3, с.49.

8. А.В. Воронков, Н.М. Соболевский. Взаимодействие пучка протонов с массивной свинцовой мишенью при энергиях до 100 ГэВ. Препринт ИПМ им. М.В. Келдыша, № 78, М., 2000. [http://www.keldysh.ru/papers/2000/prep78/prep2000\\_78.html](http://www.keldysh.ru/papers/2000/prep78/prep2000_78.html).
9. В.Ф. Батяев, М.А. Бутко, ..., Н.М. Соболевский и др. Анализ основных ядерно-физических особенностей взаимодействия протонных пучков с тяжелыми металлическими мишенями. Атомная энергия, т. 104, вып. 4, 2008.
10. Р.Г. Васильков, В.И. Гольданский, Б.А. Пименов, Ю.Н. Покотиловский, Л.В. Чистяков. Размножение нейтронов в уране, бомбардируемом протонами с энергией 300-660 МэВ. «Атомная энергия», т. 44, вып. 4, 1978, с. 329.
11. А.А. Говердовский и др. Отчет о НИР «Исследования механизмов взаимодействия релятивистских протонов с легкими и тяжелыми ядрами». Инв. № 27-18/516, ГНЦ РФ ФЭИ, Обнинск, 2009.
12. Взаимодействие адронов. [http://www.mipt.jinr.ru/xdocs/geant4\\_6.pdf](http://www.mipt.jinr.ru/xdocs/geant4_6.pdf).
13. В.С. Барашенков, В.Д. Тонеев. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1972.
14. Л.Д.Ландау. О множественном образовании частиц при столкновениях быстрых частиц. Известия АН СССР, сер. физическая, т. 17, №1, стр.51, 1953.
15. А.Б. Мигдал. Теория конечных ферми-систем и атомных ядер, М., Изд-во «Наука», 1965.
16. А.И. Обухов. Деление ядер при взаимодействии с протонами и нейтронами промежуточных энергий. ЭЧАЯ, т. 32, вып.2, 2001.
17. R. Wolfgang, E.W.Baker, A.A.Caretto, J.B.Cumming, G.Friedlander, J.Hudis. Radiochemical Studies of the Interaction of Le with Protons in the Energy Range 0.6 to 3.0 Bev. Phys.Rev. vol.103, №2, 1956
18. Н.А. Перфилов, О.В. Ложкин, В.И. Остроумов. Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий. М., Изд-во Академии наук СССР, 1962.
19. Э. Хайд, И. Перлман, Г. Сиборг. Ядерные свойства тяжелых элементов. Вып. 5. Деление ядер. М., 1969.
20. К.Д. Толстов, Р.А. Хошмухамедов, Сообщения ОИЯИ, P1-6897, Дубна, 1973.
21. S.T. Belyaev, V.A. Romyantsev. Phys. Lett., v. B 53, 1974, p.6.
22. Н.Н. Курилкин, И.Н. Мишустин, В.А. Ходель. Солитоны в ядерной материи. Письма в ЖЭТФ, т.30, вып.7, 1979; Квантовые ударные волны в ядерном веществе. ЯФ, т.32, вып.5(11), 1980.
23. А.Г. Крыловецкий. Полумикроскопическая модель квантовой "ударной волны" в ядрах. ЯФ, т. 43, вып.4, 1986.
24. В.Г. Картавенко. Линейные и нелинейные возбуждения ядерной плотности. ЭЧАЯ, т.24, вып.6, 1993.