

ЭЛЕКТРОЯДЕРНЫЙ МЕТОД ГЕНЕРАЦИИ НЕЙТРОНОВ

От редакции

В кругах физиков и инженеров уже давно обсуждается проблема так называемого электроядерного метода в энергетике. Еще до открытия деления ядер было известно, что, бомбардируя их ускоренными заряженными частицами, можно получить нейтроны. Если бы на получение нейтрона тратилось меньше энергии, чем можно получить при его использовании, то существовала бы принципиальная основа электроядерной энергетике. Реакции нейтронов с неделящимися ядрами не позволяют осуществить это условие. Если же электроядерные нейтроны использовать для деления ядер, то условие оказывается осуществимым. Но деление само по себе служит источником энергии и без электроядерных нейтронов. Поэтому электроядерный метод предлагается как вспомогательный для ускоренного накопления Pu^{239} и U^{233} за счет U^{238} и Th^{232} (электроядерный бридинг) или для приготовления изотопов и получения более плотных потоков нейтронов, чем в реакторах.

Целесообразность использования электроядерного процесса для этих вспомогательных целей неочевидна, поэтому среди специалистов есть и сторонники, и противники его разработки. Публикуемые ниже статьи отражают оба подхода к электроядерному методу*. Редакция считает эту дискуссию полезной и интересной для читателей журнала.

Электроядерный метод генерации нейтронов и производства расщепляющихся материалов

В. Г. ВАСИЛЬКОВ, В. И. ГОЛЬДАНСКИЙ, В. П. ДЖЕЛЕПОВ, В. П. ДМИТРИЕВСКИЙ

УДК 621.311.2:621.039

Как известно, современная ядерная техника и различные ее приложения (производство электроэнергии, делящихся материалов, трития, основной массы коммерческих изотопов и т. д.) обязаны своим существованием наличию в природе сравнительно небольшого количества U^{235} (~0,71% в естественной смеси изотопов урана). Ясно, что в условиях ограниченности ресурсов U^{235} создание реакторов-размножителей на быстрых нейтронах (для цикла $\text{U}^{238} - \text{Pu}^{239}$) и на тепловых нейтронах (для цикла $\text{Th}^{232} -$

U^{233}) в принципе позволило бы на многие годы решить проблему воспроизводства ядерного горючего, благодаря чему вклад ядерной электроэнергетики в общий баланс мировых энергоресурсов стал бы решающим. Однако экономичность подобных систем еще не доказана, а их разработка наталкивается на значительные трудности; в частности, не ясно, как обеспечить достаточно короткое время удвоения количества плутония (порядка 5—7 лет), необходимое для того, чтобы темпы развития ядерной энергетики смогли превзойти темпы развития энергетики обычной.

Воспроизводство в системе уран — торий оказывается еще более медленным (время удвоения порядка 20 лет). По этой причине, а также и потому, что размножители как реакторы

* По мнению некоторых советских специалистов, целесообразность и эффективность электроядерного бридинга может быть оценена после получения дополнительных экспериментальных данных.

не универсальны, способность бридерных систем удовлетворить потребность в ядерном горючем по мере убывания сравнительно дешевого U^{235} в настоящее время не представляется совершенно очевидной [1]. Все это заставляет исследовать резервные возможности промышленного производства нейтронов.

Правомерно поставить вопрос, можно ли уже сейчас указать иные пути, на основе которых могла бы развиваться технология производства расщепляющихся материалов (ядерного горючего) в условиях быстрого уменьшения запасов дешевого U^{235} , если размножители с временами удвоения в 5—7 лет создать не удастся.

Известны две такие возможности. Одна из них — управляемый термоядерный синтез легких элементов — позволяет рассчитывать на использование освобождающихся в этом процессе нейтронов для воспроизводства ядерного горючего. Однако осуществление управляемого термоядерного синтеза связано с преодолением неразрешенных пока трудностей, и поэтому невозможно предсказать определенно, когда будет достигнут решающий успех. С другой стороны, так как в этой области уже очень многое изучено и интенсивно продолжаются работы, то можно ожидать внезапного качественного скачка.

Вторая возможность промышленного производства нейтронов — так называемый электро-ядерный (ЭЯ) метод или электрический бридинг (когда речь идет о получении ядерного горючего) — представляет собой крупномасштабную реализацию реакций расщепления типа (p, xn) или (d, xn) , происходящих в среде при энергиях первичных ускоренных частиц 800—1000 $Mэв$, и последующего размножения нейтронов. В данной статье дается краткий обзор современного состояния исследований этой второй возможности.

Вся совокупность имеющихся сведений об испускании нейтронов сильно возбужденными ядрами и их каскадном размножении в тяжелых средах свидетельствует о том, что теоретические методы, развитые в работах [2—8], удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными и, таким образом, адекватно описывают этот процесс. В рамках современных представлений реакции расщепления под действием нуклонов высоких энергий рассматриваются как двухстадийный процесс [2]. На первой стадии влетающая в ядро частица взаимодействует с отдельными нуклонами ядра и вызывает развитие внутриядерного каскада. Сечения нарных взаимодействий частиц каскада и их кине-

матика принимаются такими же, как и для свободных нуклонов, но с учетом движения нуклонов в ядре-мишени и принципа Паули. Результатом внутриядерного каскада является выбивание из ядра быстрых нуклонов и рождение мезонов, а также сильное возбуждение остаточного ядра. Второй этап процесса состоит в снятии этого возбуждения благодаря эмиссии (испарению) нуклонов, дейтонов и более сложных частиц, а также излучению γ -квантов. Расчет каскадного этапа взаимодействия автор работы [3] предложил проводить методом Монте-Карло, который позволяет получить сечения поглощения исходных частиц ядром-мишенью, число и состав каскадных частиц (компонента выбивания), покинувших ядро, их угловые распределения, спектры и распределение остаточных ядер по энергии возбуждения.

Выбитые из ядра каскадные частицы повторяют аналогичный процесс при более низких энергиях; при этом заряженные продукты быстро теряют свою энергию на ионизацию, а основной размножающейся компонентой оказываются нейтроны. В делящихся средах такая цепь ядерных реакций (размножение) включает также и деление ядер вещества мишени как нуклонами высоких энергий, так и нейтронами спектра испарения (их средняя энергия составляет 2,2—2,5 $Mэв$) и деления. Размножение затухает по мере деградации энергии нейтронов. В конечном счете процесс сводится к рассеянию, замедлению и поглощению нейтронов (или их уходу из мишени). Определенный вклад в размножение нейтронов вносят также рождающиеся и поглощающиеся в мишени λ -мезоны.

Стадия испарения ядерных частиц описывается статистической моделью и также рассчитывается методом Монте-Карло. Первые детальные расчеты процессов внутриядерного каскада и последующего испарения были выполнены в работах [4, 5] соответственно. В последние годы теоретические расчеты испускания нейтронов возбужденными ядрами проводились в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ [8, 9].

Таким образом, идея ЭЯ-метода подразумевает использование мощного пучка ускоренных до высокой энергии заряженных частиц для бомбардировки достаточно массивных тяжелых мишеней (из свинца, висмута, тория и урана), в результате которой вследствие размножения возникают мощные потоки нейтронов — порядка 10^{19} нейт/сек при токах протонов порядка 100 $ма$. Дальнейшая судьба нейтронов зависит от свойств вещества мишени. В U^{238} и Th^{232} , например, нейтроны с энергиями ниже порога

деления будут по мере замедления захватываться ядрами, давая в итоге соответственно Pu^{239} и U^{233} . Свинцовая же (или висмутовая) мишень практически не будет поглощать медленные нейтроны. Поэтому в зависимости от назначения ЭЯ-установка (комбинация сильноточного ускорителя с мишенью-реактором) могла бы работать как: 1) конвертер урана, обедненного изотопом U^{235} (отвал диффузионных заводов), в Pu^{239} и природного тория в U^{233} ; 2) производитель радиоактивных изотопов; 3) генератор тепловых нейтронов с плотностями потока примерно на порядок больше, чем в самых современных высокопоточных реакторах (типа CM-2, HFIR, AARR), т. е. более 10^{16} нейтр/сек·см². Такие потоки, как известно, позволяют надеяться на эффективное получение макроскопических количеств некоторых трансурановых элементов.

Интерес к ЭЯ-методу получения ядерного горючего объясняется главным образом большим количеством свободных нейтронов, которые не нужны для поддержания реактора в критическом состоянии и поэтому могут использоваться для переработки уранового и ториевого сырья в делящиеся материалы.

О том, что при взаимодействии частиц высокой энергии с тяжелыми ядрами наряду с делением этих ядер происходит предшествующее ему испускание большого числа нейтронов, можно было судить уже по виду массовых спектров осколков подобного «эмиссионного деления» [10]. Такого рода процессы были открыты в 1948 г., практически сразу же после запуска ускорителей, позволивших осуществить реакции расщепления. Их важность для прикладных целей была независимо отмечена Н. Н. Семеновым [11] в СССР, Э. Лоуренсом [12] в США и В. Льюисом [13] в Канаде. Первые опыты по генерации вторичных нейтронов под действием ускоренных частиц были выполнены в 1948—1949 гг. Э. Лоуренсом на его циклотроне в Беркли, а затем его сотрудниками на Чикагском синхроциклотроне. В СССР независимо от американских исследований первые прямые наблюдения испускания вторичных нейтронов при бомбардировке разных ядер нейтронами высоких энергий были выполнены в 1950—1951 гг. сотрудниками Института химической физики АН СССР на синхроциклотроне Лаборатории ядерных проблем в Дубне [14, 15] (нейтроны со средними энергиями 120 и 380 Мэв)*. Изу-

чению в подобных опытах подлежало как образование нейтронов в первичных актах взаимодействия частиц высоких энергий с ядрами от бериллия до урана, так и последующее дополнительное размножение за счет различных вторичных взаимодействий в толстых мишенях. В частности, в опытах [14] было показано, что при бомбардировке блока естественного урана (куб с ребром 25 см) нейтронами с энергией 120 и 380 Мэв испускается соответственно $18 \pm 1,8$ и $29,7 \pm 3,1$ нейтронов в расчете на один первичный нейтрон высокой энергии. Для свинца соответствующие цифры оказались равными $8 \pm 0,8$ и $16,2 \pm 2,5$.

В работе [17] приведена кривая выхода Pu^{239} в квазибесконечной мишени (из обедненного урана), бомбардируемой ускоренными дейтонами с энергией 100—4000 Мэв, причем выход при энергии 700 Мэв составляет 65 ядер на дейтон. Результаты всех этих опытов дали впоследствии необходимые исходные цифры для оценок возможностей и перспективности ЭЯ-метода.

На основе полученных экспериментальных данных в США была разработана программа МТА (Material Testing Accelerator) — проект ЭЯ-реактора на базе сильноточного ускорителя дейтонов (ток 320 ма, энергия 500 Мэв). Годовая производительность (300 суток) такого реактора должна была составить 576 кг Pu^{239} (из обедненного урана) при себестоимости 124 долл. за 1 г [17, 18].

Практически все американские работы по программе МТА были сосредоточены в Калифорнии в Радиационной лаборатории, получившей позднее имя Лоуренса, а также в лабораториях корпорации CRDC (Californian Research Development Corporation). В 1952 г. в Ливермор-е был пущен экспериментальный линейный ускоритель дейтонов Марк-I (энергия 30 Мэв, ток в импульсе 250 ма [19]). Затем в рамках этой же программы были построены ускоритель Марк-II и циклотрон с азимутальной вариацией поля Марк-III [20]. Большой объем работ выполнен также по нейтронным характеристикам реальных мишеней, теплоносителям, изотопному составу продуктов и т. д. К 1954 г. проектная и научно-исследовательская часть программы МТА была закончена созданием проекта плутониевого завода [17]. Этот проект (рассекреченный в 1957 г.) предусматривал также возможность производства U^{233} из тория и, вероятно, производство трития. О дальнейшей судьбе программы электрического бридинга в США известно очень мало.

* Результаты советских и американских экспериментов впервые обсуждались на Гордоновской конференции по ядерной химии [16] (США, июнь 1957 г.).

В 1964 г. большая группа канадских физиков представила принципиальные соображения [21] относительно интенсивного нейтронного генератора на базе протонного ускорителя (энергия протонов 1 Гэв, ток 65 ма), а в 1966 г. — эскизный проект этой установки [22]. Согласно их расчетам, комбинация такого ускорителя * с жидкометаллической свинцово-висмутовой мишенью и подкритической сборки позволит получать около 1,1 кг U^{233} в сутки. При замене подкритической сборки тяжеловодным замедлителем (около 15 м³ D₂O) интенсивный нейтронный генератор сможет создавать потоки тепловых нейтронов не менее 10^{16} нейтр/сек·см².

Как уже говорилось выше, в ЭЯ-методе для генерации нейтронов используются реакции расщепления, при которых нейтроны «испаряются» сильновозбужденными ядрами. Упоминавшиеся советские и американские опыты по изучению эмиссии вторичных нейтронов из ядер (в элементарном акте взаимодействия), бомбардируемых различными частицами (p , d , n , He³), проводились в основном при энергиях не выше 350—400 Мэв [14, 15, 24]. Начиная с 1960—1961 гг. советскими, американскими и канадскими физиками аналогичные опыты выполнялись и при более высоких энергиях протонов [25—29]. В работе [25] измерялись выходы вторичных нейтронов под действием протонов космических лучей.

В экспериментах [27], выполненных на синхротронном ускорителе с энергией 680 Мэв в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ (Дубна), методом замедления были определены выходы вторичных нейтронов для ядер десяти элементов — от бериллия до урана — при энергиях бомбардирующих протонов 400, 500 и 660 Мэв. Эти опыты показали, что при поглощении протона с энергией $E_p = 660$ Мэв ядром урана, например, испускается $16,9 \pm 1,5$ нейтрона с энергиями не выше 15 Мэв. Для свинца (висмута) соответствующая величина составляет $11,9 \pm 1,0$ нейтрона.

В работах [25, 26, 28—30] измерялись выходы нейтронов также и для толстых мишеней (несколько ядерных пробегов); кроме того, в опытах [29, 30] определялись потоки тепловых нейтронов (в расчете на один первичный протон), которые возникали в воде, окружавшей бомбардируемые протонами мишени. Результаты опытов [30] показывают, что свинцовая

мишень длиной 55 см и диаметром 15 см испускает $12,8 \pm 1,3$ нейтрона при поглощении протона с энергией 660 Мэв. Совпадающие с этими данными величины получены в совместной работе физиков Чок-Ривера и Ок-Риджа [29], но в более широком интервале энергий протонов (опыты выполнялись на Брукхейвском синхротроне).

Вычисления нейтронных выходов из протяженных мишеней проводились уже в рамках программы МТА [17], для которой методом Монте-Карло были рассчитаны выходы Pu^{239} в квазibesконечных мишенях из обедненного урана, бомбардируемых дейтонами с энергией 100—1000 Мэв. При этом учитывалось влияние теплоносителя и конструктивных материалов. В работе [7] были вычислены нейтронные выходы для мишеней (длиной 60 см и диаметром 10 см) из свинца, висмута, тория и урана. Результаты этих расчетов согласуются с экспериментальными [29, 30] и расчетными [6] данными. Авторы работы [7] отмечают, что их программа позволяет рассчитывать разномножение нейтронов в мишенях любой конфигурации.

При надлежащем выборе материала и конфигурации мишени, а также энергии и типа первичной частицы приведенные выше цифры позволяют надеяться на получение мощных потоков нейтронов, ибо уже число испускаемых тяжелыми ядрами нейтронов одного только первого поколения в 10—20 раз (в зависимости от элемента) превышает ток бомбардирующих частиц, причем этот множитель определяет лишь нижний предел выхода нейтронов. Таким образом, даже без учета нейтронов следующих поколений при энергии протонов 660 Мэв и их токе 100 ма на тяжелой мишени можно создать нейтронный источник мощностью 10^{19} нейтр/сек, т. е. такой же, как в реакторе с тепловой мощностью в несколько сотен мегаватт, но в гораздо меньшем объеме.

Генерация нейтронов в реакциях расщепления сопровождается существенно меньшим энерговыделением (в расчете на один свободный нейтрон) по сравнению с другими процессами, в которых образуются свободные нейтроны (исключая реакции синтеза ядер водорода). По данным работы [31], образование одного свободного нейтрона при расщеплении ядра плутония протоном с энергией 1 Гэв сопровождается выделением в мишени энергии 23 Мэв, тогда как в реакторах на быстрых нейтронах соответствующая величина составляет около 140 Мэв.

* В работе [22] рассматривался циклотрон с разделенными орбитами SOC, а в более поздней работе [23] был предложен линейный ускоритель.

Вопросы энерговыделения очень важны при создании нейтронных потоков высокой плотности, максимальная величина которых ограничивается, как известно, возможностями тепловода, т. е. удельным энерговыделением в активной зоне. Оценки показывают, что при одинаковом уровне теплонапряженности потоки тепловых нейтронов в случае ЭЯ-установки могут быть в 6—7 раз выше, чем в обычных ядерных реакторах.

Это превышение особенно существенно для задач получения далеких трансплутониевых элементов путем многократного чередования радиационного захвата нейтронов и β^- -распада. В данном случае необходимая длительность облучения обратно пропорциональна потоку нейтронов в степени $n > 1$.

Ясно, что затраты энергии на получение одного свободного нейтрона ЭЯ-методом следует минимизировать. Для этого нужна такая кинетическая энергия первичной частицы, при которой ее ионизационный пробег $\lambda_{и}$ в веществе мишени был бы существенно больше ее пробега относительно ядерного поглощения $\lambda_{я}$ в той же среде. При выполнении этого условия большая часть начальной энергии пойдет на возбуждение ядра и, следовательно, на образование нейтронов. Для таких веществ, как свинец, висмут, торий, уран, условие $\lambda_{и} > \lambda_{я}$ начинает выполняться лишь при энергиях протонов выше 400—450 Мэв. Поскольку же с ростом энергии ионизационные потери убывают в этой области энергий достаточно быстро, естественно увеличивать начальную энергию налетающей частицы (до ~ 1 Гэв для протонов). Из-за того что выход нейтронов монотонно возрастает с энергией [25, 27, 29, 30], а удельные тормозные потери убывают [32] вплоть до области 1—1,5 Гэв, энергетическая стоимость свободного нейтрона также убывает.

На величину нейтронного выхода влияет, конечно, и выбор бомбардирующих частиц, однако до сих пор окончательно не выяснено, насколько этот выход увеличится при переходе от протонов к дейтонам. В работах по программе МТА [17, 24] этот эффект измерялся экспериментально и его величина составляла 20—25%; такое же значение было получено и в расчетах. Согласно более поздним оценкам [22], увеличение выхода составляет всего 9% при энергии 1 Гэв. Как видно, различие указанных оценок довольно велико, и понадобятся специальные опыты для того, чтобы можно было с уверенностью судить о величине этого эффекта. Возможно, что переход к более тяжелым

ускоренным частицам (ядрам с энергией порядка 1 Гэв/нуклон) приведет к некоторому дополнительному увеличению размножения. Однако значение этого фактора не следует преувеличивать, так как увеличение стоимости ускорителя по мере перехода к более тяжелым частицам может существенно превысить эффект от возрастания выхода нейтронов.

Достигнутый за последние годы прогресс в разработке ускорителей с большими токами вновь вызвал интерес к идее электрического бридинга. Здесь уместно сослаться на мнение таких авторитетов в области ядерной энергетики, как А. Вайнберг [33] и В. Льюис [34]. В обзорном докладе А. П. Александрова [1] на седьмом конгрессе Мировой энергетической конференции (Москва, 20—24 августа 1968 г.) ЭЯ-метод отмечался как одна из наиболее вероятных резервных возможностей, которая может быть использована, если возникнут большие трудности в получении достаточно коротких времен удвоения количества плутония в реакторах на быстрых нейтронах.

О возможных применениях ЭЯ-метода в энергетике будущего упоминалось и в докладе В. А. Кириллина и М. А. Стыриковича «Технический прогресс в энергетике» на общем собрании АН СССР (февраль 1970 г.), посвященном вопросам технического прогресса [35].

В работах [22, 34] рассматривается еще одна интересная возможность ЭЯ-метода. Авторы этих работ считают, что комбинация ЭЯ-установок с мощными быстрыми реакторами может оказаться достаточно экономичной системой, производящей электроэнергию и ядерное горючее. При этом ЭЯ-часть такой системы становится в какой-то мере аналогом очень дорогостоящих диффузионных заводов, на которых делящийся материал отделяется от сырья (U^{238}), не используемого, однако, в существующей схеме производства ядерного горючего. Использование же ускорителя дает возможность переработать это сырье в ядерное горючее.

Созданный на базе сильноточного ускорителя тяжелых заряженных частиц ЭЯ-реактор мог бы, по-видимому, конкурировать с размножителями благодаря ряду достоинств. Действительно, для такого реактора не нужна стартовая загрузка и не существует никакого периода удвоения. Он может генерировать нейтроны в любом тяжелом веществе вне зависимости от способности последнего к делению. Понятие критичности утрачивает смысл для подобного рода установок, она не может «разогнаться». В силу свойств реакций расщепления при высо-

ких энергиях тепловыделение в мишени ЭЯ-реактора значительно меньше, чем в обычном ядерном реакторе (при равном количестве свободных нейтронов в системе). ЭЯ-реактор отличается высоким темпом наработки: порядка 1 кг (Pu^{239} или U^{233} на 1 т отвала U^{238} или природного тория) в сутки при токе протонов 100 ма и энергии 1 Гэв при максимально допустимой примеси Pu^{240} или U^{232} (4% и $0,5 \cdot 10^{-4}$ % соответственно [17]). Кроме того, устраняются характерные для быстрых реакторов сложные проблемы регулирования (натриевый коэффициент, доплер-эффект, ксеноновые волны и т. д.), ибо ЭЯ-реактор является системой с внешним возбуждением, т. е. динамически более устойчивой.

Следует к тому же иметь в виду, что более рациональна постановка вопроса не о конкуренции ЭЯ-реакторов и размножителей, а о сочетании их использования, когда ЭЯ-реактор служит для накопления делящихся материалов, сжигаемых впоследствии в размножителях.

Сооружение ЭЯ-реактора позволит обеспечить не только переработку ядерного сырья в ядерное горючее, но также и крупномасштабное производство различных изотопов, получение которых на обычных реакторах обходится очень дорого. Дело в том, что при облучении значительных количеств материалов с большим сечением поглощения нейтронов в мультициклирующей среде существенно уменьшается нейтронная производительность и, как следствие этого, меняется режим работы ядерного реактора. В этом аспекте ЭЯ-установка также обладает преимуществом, особенно если в ней используются мишени с малыми коэффициентами размножения, что существенно, например, при производстве трансактиноидных элементов. Кроме того, возможна эффективная регенерация энергии, затрачиваемой на ускорение первичных частиц.

Прогресс в физике и технике ускорителей будет приводить к постоянному улучшению экономических показателей ЭЯ-метода, ибо к. п. д. ускорителя и его технические показатели практически полностью определяют экономику и надежность ЭЯ-реактора. Оценки показывают [22], что при 50%-ной эффективности преобразования электрической энергии в кинетическую энергию бомбардирующих частиц ускоритель обеспечивает себестоимость вырабатываемых из тория и отвального урана делящихся материалов, сравнимую с себестоимостью этих же материалов, получаемых в лучших, отработанных до совершенства тепловых ядерных реак-

торах [34]. Увеличение эффективности (к. п. д.) до 90% [36] позволит понизить существующую себестоимость делящихся материалов примерно вдвое (с полным учетом сырьевого, металлургического, металлообрабатывающего и химического циклов). Однако инженерная разработка мишеней ЭЯ-установок потребует проведения широкого круга теоретических и экспериментальных исследований по определению и уточнению некоторых ядерных констант, по выяснению оптимальных условий работы таких мишеней при необходимом высоком к. п. д. ЭЯ-установки.

Все обсуждавшиеся результаты исследования по размножению нейтронов в различных средах были получены на ускорителях, в которых интенсивности пучков заряженных частиц не превышали нескольких микроампер при мощности в пучках 1—2 квт. Как указывалось, для практического использования ЭЯ-метода необходимы токи, близкие к 100 ма. Мощности пучков в этом случае будут достигать сотен мегаватт.

Большие токи и мощности пучков существенно ограничивают числа вариантов ускорительных установок, которые могут быть использованы для этих целей. Поэтому среди известных в настоящее время ускорителей можно рассматривать только два типа: релятивистские кольцевые циклотроны и линейные ускорители. Первые обеспечивают непрерывный пучок со средними интенсивностями до 1 ма, но для получения ускоряемых пучков с плотностью заряда, соответствующей интенсивности, близкой к 100 ма, требуются дополнительные исследования по увеличению жесткости фокусировки магнитных систем. Вторые пропускают импульсные токи указанной величины, однако «полезная доля» времени работы этих ускорителей не превышает пока нескольких процентов, что связано с ограничениями, которые накладывают максимальные мощности генераторных ламп, возбуждающих резонаторы линейного ускорителя. Подобная проблема существует и для генераторов высокочастотных систем циклотронов, но в другой области частотного диапазона.

В настоящее время эти сложные проблемы ускорительной техники успешно решаются. В Советском Союзе (ОИЯИ) в 1968 г. запущена кольцевая электронная модель изохронного протонного циклотрона на энергию 1 Гэв, на которой показана возможность совмещения изохронизма движения частиц с необходимой жесткой фокусировкой для токов частиц порядка

100 ма [37]. В США ведутся работы по циклотрону с разделенными орбитами [38] (Ок-Ридж) и сооружается сильноточный линейный ускоритель на средний ток 1 ма (Лос-Аламос) [39], основные технические решения которого используются в проекте канадского линейного ускорителя на 65 ма [23], предназначенного для генерации мощных нейтронных потоков ЭЯ-методом.

Рассматривая принципиальную возможность создания ускорителя для ЭЯ-метода, следует упомянуть также индукционный метод ускорения и метод, базирующийся на коллективных эффектах. Однако как теоретические, так и инженерные проблемы, возникающие при разработке таких ускорителей, находятся еще в начальной стадии. Это не позволяет сделать определенные выводы о возможности практического использования их для создания ЭЯ-ускорителя. Дальнейшие исследования и разработки дадут ответ на этот вопрос.

Следует подчеркнуть, что, несмотря на безусловные успехи ускорительной техники, задача создания ускорителя для осуществления ЭЯ-метода получения ядерного горячего является очень сложной и трудной. Отметим здесь главные проблемы. Одно из важных требований, предъявляемых к ускорителю для ЭЯ-метода, — получение высокого к. п. д. преобразования электрической энергии в энергию ускоренного пучка заряженных частиц. Решение этой проблемы в условиях использования линейных и циклических ускорителей имеет свои особенности. Так, большие импульсные потери мощности (~ 38 Мвт), наблюдавшиеся в резонаторах линейного ускорителя Лос-Аламоса, привели канадских ученых к необходимости рассматривать удлиненный вариант линейного ускорителя со значительно сниженным нарастанием энергии на 1 пог. м длины. Так как мощность потерь пропорциональна квадрату амплитуды ускоряющего напряжения, то указанным путем в канадском проекте [23] удастся снизить мощность до 26 Мвт при работе ускорителя в непрерывном режиме.

Однако и такая величина потерь не является очень обнадеживающей. В этой связи уже высказано несколько предложений. Так, например, в работах [34, 36] для снижения мощности потерь предлагается объединить высокочастотный генератор с ускоряющими полостями ускорителя и непосредственно возбуждать резонирующие полости электронным пучком. По оценке авторов, это приведет к существенному увеличению к. п. д.

Имеющиеся в настоящее время данные указывают на то, что при использовании циклического ускорителя для ЭЯ-метода можно получить высокую эффективность преобразования высокочастотной мощности в мощность пучка. Это связано в основном с тем, что амплитуда ускоряющего напряжения в таком случае может быть существенно снижена за счет многократного прохождения пучком ускоряющего промежутка. Уменьшение амплитуды приводит к снижению потерь и увеличению к. п. д. по высокой частоте. Оценки показывают, что эти потери могут быть снижены до уровня < 1 Мвт. Следует отметить, что в настоящее время еще недостаточно изучены системы, у которых нагрузка пучком в сотни раз превышает мощности омических потерь. Не решена также очень важная для случая циклического ускорителя задача обеспечения условий высокоэффективного (практически 100%-ного) вывода пучка из камеры ускорителя.

При проектировании ускорителя для ЭЯ-метода возникает еще одна фундаментальная проблема, которая связана с величиной и распределением по энергии потерь пучка в процессе ускорения. Уровень интенсивности действующих в настоящее время установок «разрешает» терять заметный процент тока пучка в процессе ускорения без существенных трудностей для эксплуатации ускорителя, обусловленных наведенной радиоактивностью на отдельных его узлах. Однако положение резко меняется для ЭЯ-ускорителя, ибо в этом случае величина потерь пучка даже в 1% случаев создает чрезмерно высокий для эксплуатации уровень активации, а если эти потери (мощность порядка 1 Мвт) будут локализованы на малом участке, то они могут привести к разрушению этого участка и выходу ускорителя из строя. По этой же причине использование сверхпроводящих резонаторных систем, которые практически полностью снимают проблему омических потерь, окажется возможным только после отыскания путей для создания ускорителя с очень малыми потерями пучка в процессе ускорения. Эта трудность в одинаковой степени актуальна как для линейных, так и для циклических ускорителей.

При создании рассматриваемых в этой статье по своей сути уже промышленных ускорительных установок с мощностями пучков в сотни мегаватт потребуются решить много и других очень сложных инженерных проблем. К ним относится, например, создание высокоинтенсивных инжекторов, радиационной защиты, ма-

нипуляционных устройств для эксплуатации ЭЯ-ускорителя и др. Здесь следует заметить, что ускорители с высокими к. п. д. и большими мощностями в пучках представляют вполне самостоятельный интерес в качестве инструмента широкого круга исследований, как чисто ядернофизических (эксперименты на интенсивных пучках различных адронов, лептонов и распадных фотонов), так и прикладных (материаловедение, радиобиология, радиотерапия, производство радиоизотопов, которые не могут быть получены на обычных ядерных реакторах, и т. д.).

Достигнутые за последние годы успехи в сооружении мощных ускорителей, а также обозначившиеся пути дальнейшего прогресса в этой области позволяют считать, что все отмеченные выше проблемы могут быть успешно решены, если будет признана необходимость реализации ЭЯ-метода генерации нейтронов и производства расщепляющихся материалов, а исследовательским и инженерным работам по этой проблеме будет придан соответствующий размах.

Поступила в Редакцию 28/V 1970 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Александров. «Атомная энергия», 25, 356 (1968).
2. R. Serber. Phys. Rev., 72, 1114 (1947).
3. M. Goldberger. Phys. Rev., 74, 1268 (1948).
4. N. Metropolis et al. Phys. Rev., 110, 185, 204 (1953).
5. I. Dostrovsky, P. Rabinovitz, R. Bivins. Phys. Rev., 111, 1659 (1958).
6. H. Bertini. ORNL-3383 (1963).
7. J. Milton, J. Fraser. AECL-2259 (1965); Bull. Amer. Phys. Soc., 9 № 4, 445, FC (1964).
8. В. Барашенков, В. Мальцев, В. Тонеев. «Изв. АН СССР. Сер. физ», XXX, № 2, 232 (1966).
9. В. Барашенков, К. Гудима, В. Тонеев. Препринты ОИЯИ P2-4336 (1969); P2-4402 (1969).
10. В. И. Гольданский. «Успехи физ. наук», 40, 233 (1950).

11. Н. Н. Семенов и др. Proc. CERN Symposium on High Energy Particle Accelerators and Pion Physics. Vol. I, Geneva, 1956, p. 207.
12. См., например, Reports UCRL-2063 (1953), UCRL-4931 (1957).
13. W. Lewis. AECL-2177 (Introduction), 1966, DR-23 (1952).
14. В. И. Гольданский. Докт. дисс., М., 1951.
15. V. Goldansky et al. Phys. Rev., 109, 1762 (1958).
16. В. И. Гольданский. «Успехи физ. наук», IXIII, 847 (1957).
17. LRL-102 (1954).
18. Patent of USA, No. 2, 933, 442 (1960).
19. Report LRL-96 (1953).
20. E. Lawrence. Science, 122, 1227 (1955).
21. Report AECL-2059 (1964).
22. Report AECL-2600 (1966).
23. AECL-2750 (1967).
24. W. Crandall, G. Millburn. J. Appl. Phys., 29, 698 (1958); UCRL-1648, UCRL-2705, UCRL-2706 (1954).
25. M. Berkovich, H. Carmichael, C. Hanna, E. Hincks. Phys. Rev., 117, 412 (1960).
26. J. Meadows, J. Whalen, A. Smith, Bull. Amer. Phys. Soc., 9, No. 4, 460. GC1 (1964).
27. П. Г. Васильков и др. «Ядерная физика», 7, № 1, 88 (1968).
28. J. Meadows, G. Ringo, A. Smith. Nucl. Instrum. and Methods, 25, 349 (1964).
29. J. Fraser et al. Phys. in Canada, 21, № 2, 17 (1965).
30. П. Г. Васильков и др. «Атомная энергия», 25, 479 (1968).
31. Report AECL-2229 (1965); см. также W. Coleman, R. Alsmiller. Nucl. Sci. Engng, 34, 104 (1968).
32. R. Sternheimer. Phys. Rev., 115, 137 (1957).
33. A. Weinberg. Proc. Int. Conf. on Isochronous Cyclotrons, Opening Remarks, Gatlinburg, Tennessee, USA, 1966.
34. W. Lewis, AECL-3190 (1968).
35. В. А. Кириллин, М. А. Стырикович. «Наука и жизнь» № 4, 12 (1970).
36. F. Russel. Supersoc. British Patent Applied For, 1967.
37. В. Н. Аносов и др. «Атомная энергия», 25, 539 (1968).
38. F. Russel, ORNL-3431 (1964).
39. L. Rosen. Proc. of the 6-th Int. Conf. on High Energy Accel., 1967, p. 237.

Об электроядерном бридинге

В. А. ДАВИДЕНКО

Канадскими специалистами в течение ряда лет разрабатывался проект интенсивного нейтронного генератора ИНГ [1]. Основным стимулом для создания такого генератора было стремление найти новый способ получения ядер-

ного топлива. Это стремление, по признанию Миллара [2], подогревалось не только научными соображениями, но также и подозрением, что американские ученые втайне от своих канадских коллег разрабатывают сильноточные ускорители для промышленного производства делящихся изотопов.

Примечание. Печатается в порядке дискуссии.