

ОПТИМИЗАЦИЯ ПУЧКА УСКОРИТЕЛЯ ДЛЯ ЭЛЕКТРОЯДЕРНОГО СПОСОБА ПОЛУЧЕНИЯ ЭНЕРГИИ

А. А. Балдин ^{а, б, 1}, А. И. Берлев ^{а, б}, М. Параипан ^{а, в}, С. И. Тютюнников ^а

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

^б Институт перспективных исследований ОМЕГА, Дубна

^в Институт космических исследований, Бухарест–Мэгуреле, Румыния

Проведен сравнительный анализ и оптимизация энергетической эффективности протонных и ионных пучков для электроядерного способа получения энергии на основе моделирования (GEANT4) и с учетом затрат энергии для разных типов ускорителей. Показано, что для легких ядер, начиная с ${}^7\text{Li}$ с энергиями > 1 ГэВ/нуклон, ионные пучки существенно (в разы) более эффективны, чем протонный пучок с энергией 1–3 ГэВ. Обоснована возможность получить эквивалентное 1-ГэВ протонам энерговыделение в квазибесконечной урановой мишени с более высокой эффективностью (и вдвое меньшими размерами ускорителя) при ускорении легких ионов.

Comparative analysis and optimization of energy efficiency for proton and ion beams in ADS systems are performed using GEANT4 with account of energy consumption for accelerators of different types. It is demonstrated that for light nuclei, beginning with ${}^7\text{Li}$, with energies > 1 GeV/nucleon, ion beams are considerably (several times) more efficient than a proton beam with an energy of 1–3 GeV. The possibility is substantiated of achieving energy release in a quasi-infinite uranium target equivalent to that for 1 GeV protons with higher efficiency (and twice as small accelerator size) in the case of acceleration of light ions.

PACS: 29.27.Fh; 28.41.Ak

ВВЕДЕНИЕ

Идея использования пучков ускорителя для ядерной энергетики обсуждается начиная с 50-х годов прошлого века [1–3]. Концепция усилителя мощности (energy amplifier) предполагает формирование нейтронных потоков в процессе взаимодействия выведенного из ускорителя пучка и получение энергии на основе реакции деления природного и обедненного урана ${}^{238}\text{U}$, тория ${}^{232}\text{Th}$ и других тяжелых элементов. Такую схему в литературе принято называть электроядерным способом получения энергии, или ADS-системой (Accelerator Driven System).

Привлекательность и актуальность изучения возможностей создания ADS-систем обусловлена рядом преимуществ: решением проблем безопасности эксплуатации таких систем, возможностью дожигания (трансмутации) радиоактивных отходов (минорных актинидов), более коротким, по сравнению с реакторами на быстрых нейтронах, циклом

¹E-mail: an.baldin@mail.ru

наработки делящихся материалов и т. п. [4–8]. С увеличением энергии пучка и, соответственно, ужесточением спектра вторичных нейтронов есть надежда на возможность использования в качестве источника расщепления отходов топлива ядерных реакторов [9, 10].

Продолжительные теоретические и экспериментальные исследования сформировали широко распространенное мнение, что оптимальными пучками для ADS являются протоны с энергией от 500 МэВ до 1,5 ГэВ [6, 8, 14]. Обычно рассматриваемая концепция электроядерного производства энергии [15, 16] предполагает, что энергия сильноточного пучка протонов с энергией ~ 1 ГэВ с мишенной станции из тяжелых элементов (природный уран, торий) обеспечивает коэффициент умножения энергии 30–40, что делает реалистичным создание энергетической установки. Однако недавние экспериментальные результаты [10, 21] с пучками дейтронов, а также результаты моделирования с использованием программы MARS показывают, что оптимальная энергия протонного пучка для ADS выше и соответствует интервалу 2–4 ГэВ [18]. Поскольку затраты энергии на получение пучка ускорителя растут квадратично в зависимости от энергии пучка, то необходима оптимизация пучка с учетом эксплуатационных расходов энергии, чему отчасти и посвящена настоящая работа.

Кроме того, недостаточно изучены возможности использования вместо протонов пучков легких ионов. Так, в работах [15, 17] утверждается, что ионы с массой выше массы ядра трития менее эффективны для создания ADS. Напротив, в работах [11–13] показано, что наиболее эффективным является пучок релятивистских ядер ^{20}Ne с энергией ~ 3 ГэВ/нуклон, что согласуется с нашими предварительными результатами [23]. В работе [12] обращено внимание на снижение радиационной нагрузки на конструктивные элементы ускорителя в случае перехода от протонов к легким ионам, что является критически важным аспектом для практической реализации ADS.

В настоящей работе представлен сравнительный анализ применения протонных и ионных пучков для ADS с учетом затрат энергии для разных типов ускорителей.

МОДЕЛИРОВАНИЕ

Моделирование взаимодействия протонов и ионов (дейтроны, ядра трития, ^7Li , ^9Be , ^{11}B , ^{12}C , ^{14}N , ^{20}Ne , ^{24}Mg , ^{32}S и ^{40}Ca) с квазибесконечной мишенью проводилось на основе общедоступной программы GEANT4. Во всех приведенных ниже расчетах рассматривалась цилиндрическая мишень из природного урана длиной 160 см и радиусом 60 см. Моделирование проводилось для энергий пучков от 0,3 до 10 ГэВ/нуклон. Для моделирования хорошо изученной области нейтронного спектра с энергиями ниже 20 МэВ использовались параметризации, основанные на экспериментальных данных ENDF (Evaluated Nuclear Data File). Особое внимание было уделено моделированию адронных неупругих взаимодействий. Для частиц с энергией более 50 МэВ использовались три каскадные модели: Bertini cascade, Liege cascade и binary cascade (BC). Для сравнительного исследования пучков ионов с массовыми числами до 40 использовалась модель BC.

В работе [24] продемонстрирована возможность применения GEANT4 для количественного описания взаимодействия пучков промежуточных энергий (от сотен МэВ до нескольких ГэВ) с разнообразными мишенями из тяжелых металлов с точностью

около 30 %. Сравнительный анализ расчетов с использованием различных программ: GEANT4, MCNPX and SHIELD [25] — также показал удовлетворительное согласие результатов моделирования взаимодействия пучков ионов с толстыми мишенями на уровне 30 %. Кроме того, экспериментальные исследования по распределениям реакций деления внутри протяженной урановой мишени на пучках дейтронов в диапазоне энергий 0,5–4 ГэВ/нуклон [10, 21] в пределах 30 % согласуются с результатами моделирования на основе GEANT4 с использованием модели BC.

Для вычисления полной энергии, которая выделяется в мишени E_{dep} , проводилось суммирование всех ионизационных потерь (включая ионизационные потери δ -электронов и конверсию γ -квантов) всех заряженных частиц, включая частицы первичного пучка и все вторичные частицы от последовательных ядерных реакций внутри мишени: фрагменты деления и мультифрагментации, рожденные и распадающиеся заряженные частицы до полной остановки (или до границы, где частица покидает область мишени).

На рис. 1 представлены результаты моделирования полного числа образовавшихся в мишени нейтронов (рис. а) и числа делений природного урана (рис. б), нормированные на один ион пучка, в зависимости от массового числа ионов пучка для набора энергий в диапазоне 0,3–10 ГэВ/нуклон.

На рис. 2 показано интегральное энерговыделение E_{dep} в рассматриваемой мишени для различных энергий пучка как функция массового числа частиц пучка.

Энерговыделение в квазибесконечной мишени для энергии 10 ГэВ/нуклон приближается к асимптотической (практически линейной) зависимости от массового числа ионов пучка от протонов до ^{40}Ca . Отметим, что переход к асимптотической зависимости (прямая пропорциональность интегрального энерговыделения массовому числу иона) зависит от энергии ионов пучка. Для энергии 1 ГэВ/нуклон такая асимптотика применима для легких ядер от протонов до лития, а при 2 ГэВ/нуклон — до ионов углерода.

Очевидно, что пучковые частицы низких энергий (и большей зарядности) имеют короткие пробеги в мишени, что существенно сокращает вероятность ядерных неупругих взаимодействий и, соответственно, снижает эффект увеличения мощности системы.

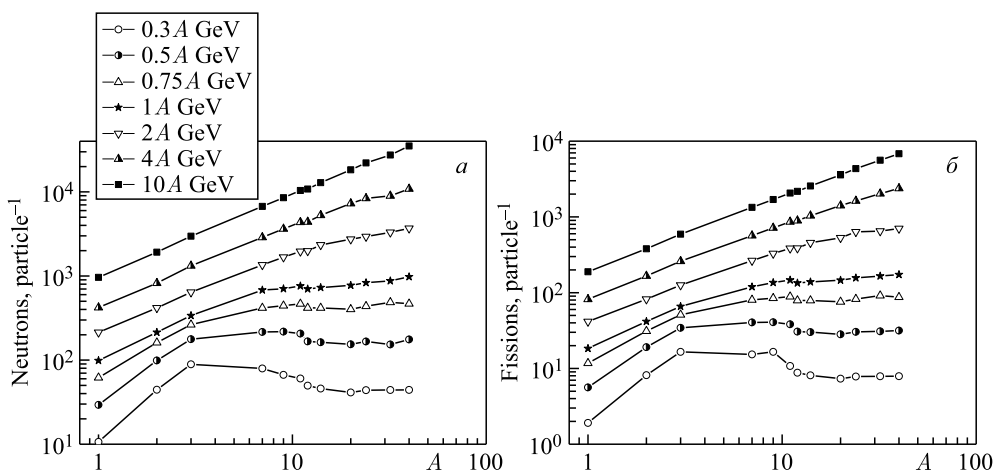


Рис. 1. Выход нейтронов (а) и число делений (б) в зависимости от массового числа ионов пучка

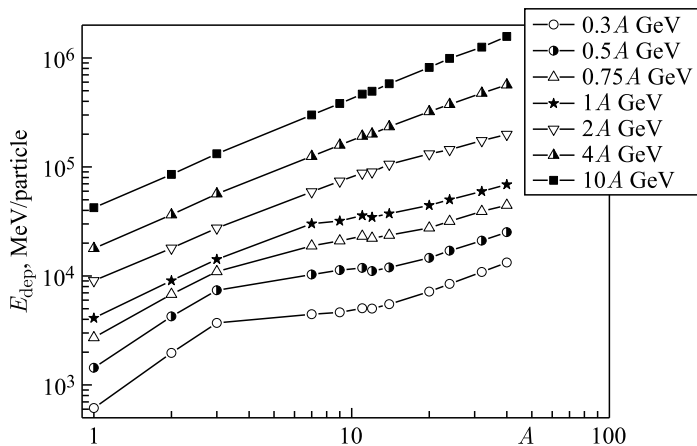


Рис. 2. Интегральное энерговыделение, приходящееся на один падающий ион пучка, в зависимости от массового числа налетающего иона

Основной вклад в коэффициент увеличения мощности за счет ядерных превращений дает канал деления урана. Как показано в работе [22], для урана и других актиноидов величина отношения сечения деления к полному неупругому сечению составляет $\sim 90\%$ для энергий налетающих протонов менее 1 ГэВ, и это отношение плавно стремится к 40% при энергиях протонов более 10 ГэВ. Принимая во внимание известную величину энергии одного акта деления ядра урана 190 МэВ, можно построить зависимость относительного вклада в энерговыделение в мишени от реакций деления (число делений, умноженное на 190 МэВ (см. рис. 1, б)) от полного энерговыделения в мишени. На рис. 3 показана зависимость относительного вклада, обусловленного делениями урана, от энергии для протонов и нескольких легких ядер.

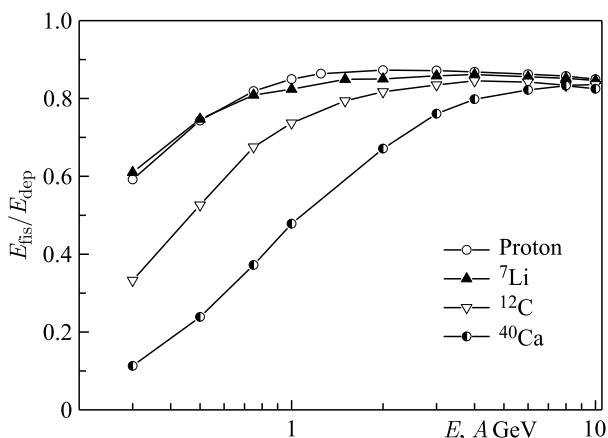


Рис. 3. Относительный вклад энергии, выделившейся в мишени от реакций деления урана, в зависимости от кинетической энергии на нуклон налетающих ионов

Анализ результатов моделирования, представленных на рис. 2, показывает, что пучок дейтронов с энергией 0,5 ГэВ/нуклон имеет такой же эффект энерговыделения, как пучок протонов с энергией 1 ГэВ, а пучок ${}^7\text{Li}$ с энергией 0,5 ГэВ/нуклон эквивалентен пучку протонов с энергией 3 ГэВ. Данные результаты не противоречат экспериментальным данным по энергетическим зависимостям образования нейтронов [17, 20] легкими ядрами в протяженных мишенях (Pb, U), однако мы не согласны с выводами авторов о том, что наиболее эффективными пучками являются изотопы водорода.

Для оценки энергоэффективности электроядерной системы в литературе обычно принято использовать отношение энерговыделения в мишени к энергетическим затратам на поддержание пучка ускорителя без учета зависимости этих затрат от интенсивности пучка, а также не рассматриваются затраты в зависимости от типа ускоряемых ионов (с одинаковым отношением заряда к массе). Обычно предполагается, что КПД передачи ВЧ-мощности ускоряемому пучку, как и КПД преобразования мощности промышленной частоты в высокочастотную, есть некоторые константы. Кроме того, обычно полагают, что для циклотронов и синхротронов основные затраты связаны с созданием и поддержанием магнитных полей в ускорителе. Использование различных вариантов циклотронов [26–28] привлекательно с точки зрения получения требуемых больших интенсивностей пучка. Так, в [26] рассмотрена оригинальная электроядерная система на основе сверхпроводящего циклотрона с разделенными орбитами, обеспечивающая протонный пучок с энергией 1 ГэВ и интенсивностью 120 мА. С точки зрения затрат энергии синхротрон имеет преимущество, однако интенсивности пучков, которые в настоящее время достигнуты на синхротронах, на порядки величины ниже, чем требуемые для энергетической установки. В настоящее время линейные ускорители выглядят более привлекательно для получения требуемой интенсивности пучков. Для ускорения до ГэВ-ных энергий на линейных ускорителях планируется использование эффективных сверхпроводящих ВЧ-систем [29]. В современной конструкции используется модульная структура линейного ускорителя, что, возможно, позволит уменьшить габариты ускорителя, располагая модули в виде раскручивающейся спирали. Учитывая неоспоримый прогресс в разработках и создании технологий на основе сверхпроводимости, следует заметить, что зачастую, рассуждая об энергоэффективности таких систем, «забывают» о сопутствующих энергетических затратах на ожижение гелия, азота и других подсистем.

Для целей настоящей статьи — сравнительного анализа энергетических затрат для различных типов ускорителей и ускоряемых ионов — примем допущение об одинаковых затратах энергии на поддержание магнитного поля на единицу длины для циклических ускорителей. Затраты энергии на поддержание магнитного поля в синхротроне составили $E_{\text{spent}} \sim AP/Z$, где Z — заряд и A — массовое число, P — импульс ускоряемого иона. Для изохронного циклотрона, соответственно, $E_{\text{spent}} \sim (AP/Z)^2$. Примем, что для линейного ускорителя затраты энергии $E_{\text{spent}} \sim AE_k/Z$, E_k — кинетическая энергия ускоряемого иона на нуклон.

Рассмотрим относительную эффективность ε_r для иона 2 в сравнении с ионом 1 для разных типов ускорителей:

$$\varepsilon_r = \frac{E_{\text{dep}2} E_{\text{spent}1}}{E_{\text{dep}1} E_{\text{spent}2}}. \quad (1)$$

Здесь $E_{\text{dep}2}$ и $E_{\text{dep}1}$ — энергывыделение в мишени для ионов 1 и 2 (см. рис. 2), а $E_{\text{spent}1}$ и $E_{\text{spent}2}$ — энергетические затраты в соответствии с указанными выше предположениями для каждого типа ускорителя.

На рис. 4 представлены относительные эффективности ε_r энергывыделения в квази-бесконечной урановой мишени в зависимости от энергии и типа ускоряемых ионов.

Все зависимости нормированы на пучок протонов с энергией 1 ГэВ (ион 1).

Из рис. 4 видно, что оптимальная энергия протонов для синхротрона ~ 3 ГэВ, для линейного ускорителя $\sim 1-1,5$ ГэВ и для циклотрона ~ 1 ГэВ. Энергетическая эффективность легких ионов существенно выше, чем протонов. Отметим, что энергетическая эффективность и оптимальный диапазон энергий смещается от 1 ГэВ/нуклон для ${}^7\text{Li}$ до 4–6 ГэВ/нуклон для ${}^{40}\text{Ca}$.

Отметим, что пучок ионов ${}^7\text{Li}$ с энергией 0,5 ГэВ/нуклон энергетически эквивалентен пучку протонов с энергией 2 ГэВ (или 0,75 ГэВ/нуклон ${}^7\text{Li}$ эквивалентен 3-ГэВ протонам). Это позволяет получить эквивалентную энергию с той же эффективностью или выше при помощи ускорителя вдвое меньшего размера с использованием пучка ${}^7\text{Li}$ по сравнению с протонным пучком.

Оценим теперь влияние интенсивности пучка на расход энергии. До сих пор мы предполагали, что затраты энергии на ускорение пучка пренебрежимо малы по сравнению с

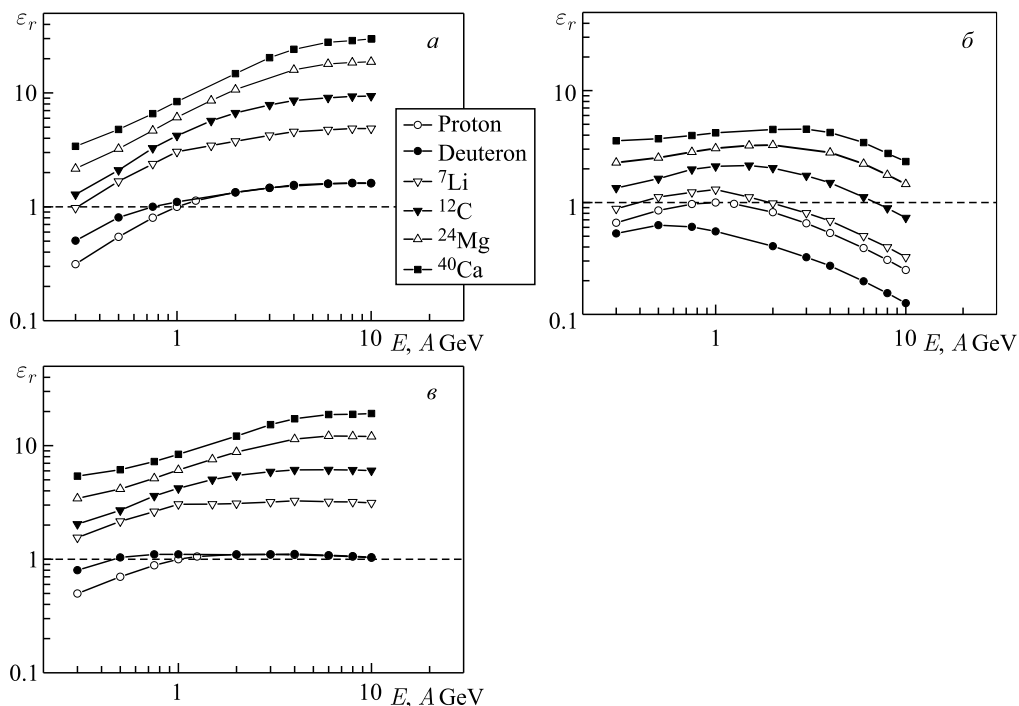


Рис. 4. Зависимости относительной эффективности энергывыделения ионов относительно протонов с энергией 1 ГэВ для пучков, ускоренных синхротроном (а), циклотроном (б) и линейным ускорителем (в)

полной энергией, расходуемой ускорителем. Это предположение верно для интенсивностей пучков не более 10^{12} – 10^{13} в ускоряемом сгустке. Однако для пучков с интенсивностями более 10^{15} это приближение не верно. Добавим к энергетическим затратам ускорителя энергию ускоренного пучка:

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{spent}} + IAE_k, \quad (2)$$

где I — интенсивность пучка; A — массовое число иона; E_k — требуемая кинетическая энергия ионов на нуклон. Введем параметр η , характеризующий эффективность процесса ускорения (КПД ускорителя):

$$IAE_k = \eta E_{\text{tot}}. \quad (3)$$

Далее мы будем рассматривать относительную эффективность ускорения легких ионов для разных типов ускорителей по отношению к протонам с кинетической энергией $E_0 = 1$ ГэВ при одинаковых интенсивностях (число ионов в пучке) и эффективности для протонного пучка $\eta_0 = 0,1$.

Для синхротрона расход энергии на ускорение пучка частиц с зарядом Z , массовым числом A , с требуемой энергией на нуклон E и интенсивностью I выражается формулой

$$E_{\text{tot}}(Z, A, E, I) = AIE_0 \left[\frac{E}{E_0} + \frac{1}{Z} \frac{p}{p_0} \frac{1 - \eta_0}{\eta_0} \right], \quad (4)$$

где p и p_0 — импульс иона и протона соответственно.

Относительная эффективность для синхротрона:

$$\varepsilon_r(Z, A, E) = \frac{E_{\text{dep}}}{E_{\text{dep0}}} \frac{1}{A \left[\eta_0 \frac{E}{E_0} + \frac{p(1 - \eta_0)}{Zp_0} \right]}. \quad (5)$$

Относительная эффективность для циклотрона, вычисленная аналогично, равна

$$\varepsilon_r(Z, A, E) = \frac{E_{\text{dep}}}{E_{\text{dep0}}} \frac{1}{A \left[\eta_0 \frac{E}{E_0} + \frac{A}{Z^2} \frac{p^2(1 - \eta_0)}{p_0^2} \right]}, \quad (6)$$

а для линейного ускорителя:

$$\varepsilon_r(Z, A, E) = \frac{E_{\text{dep}}}{E_{\text{dep0}}} \frac{ZE_0}{AE[\eta_0 Z + 1 - \eta_0]}. \quad (7)$$

Здесь, как и в формуле (1), E_{dep} и E_{dep0} — энерговыделение в мишени для ионов и протонов соответственно.

Относительные эффективности, вычисленные по этим формулам и моделированию (см. рис. 2), показаны на рис. 5.

В настоящее время планируется создание линейного протонного ускорителя с $\eta = 0,18$ [31], но, поскольку такая высокая эффективность пока не достигнута, мы выбрали для оценок эффективности $\eta = 0,1$.

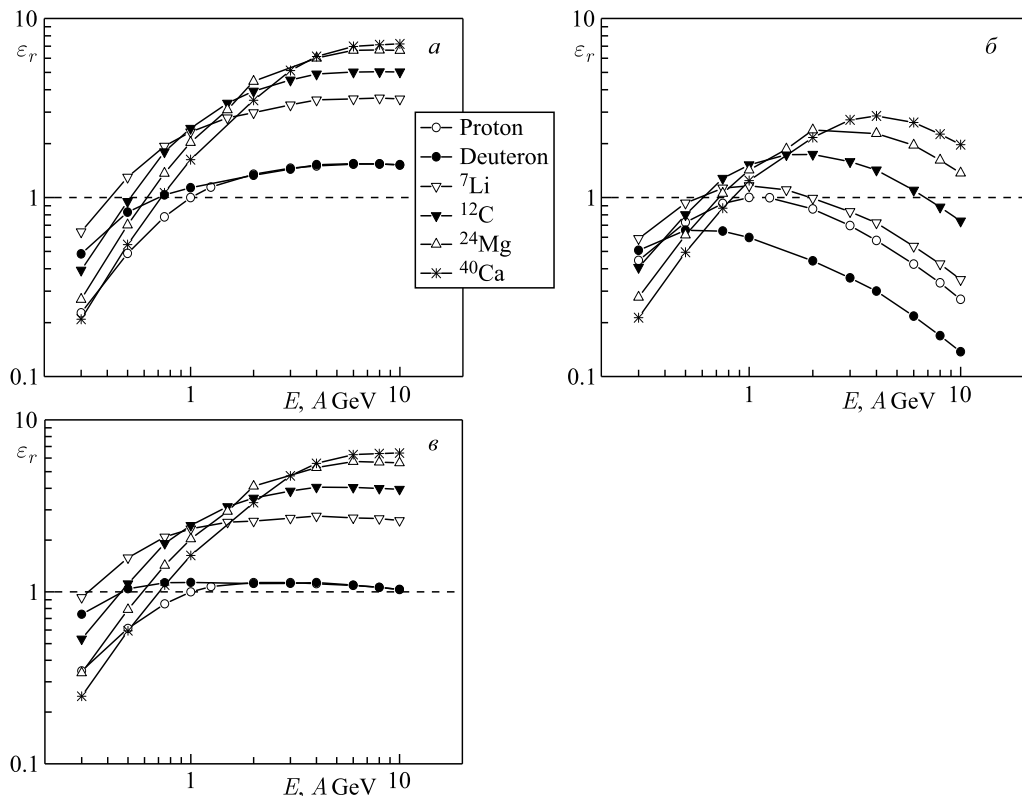


Рис. 5. Относительная эффективность ионов по отношению к протонам в зависимости от энергии пучка для синхротрона (а), циклотрона (б) и линейного ускорителя (в)

Ускорение в линейном ускорителе или синхротроне выглядит более предпочтительным. Использование пучка дейтронов не дает особых преимуществ по сравнению с использованием протонов. Однако для легких ионов, начиная с ${}^7\text{Li}$ и энергий выше 0,5 ГэВ/нуклон, относительная эффективность существенно выше.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен сравнительный анализ энергетической эффективности протонных и ионных пучков для электроядерного способа получения энергии на основе моделирования (GEANT4) и с учетом затрат энергии для разных типов ускорителей.

Оптимальная энергия протонов для синхротрона ~ 3 ГэВ, для линейного ускорителя $\sim 1-1,5$ ГэВ и для циклотрона ~ 1 ГэВ.

Для легких ядер, начиная с ${}^7\text{Li}$ и энергии > 1 ГэВ/нуклон, ионные пучки существенно (в разы) более эффективны, чем протонный пучок с энергией 1–3 ГэВ. Оптимальная энергия ускорителя зависит от типа ускоряемого иона, так, для углерода оптимальная энергия — 2 ГэВ/нуклон, а для ионов ${}^{40}\text{Ca}$ — 4 ГэВ/нуклон.

Отметим, что ${}^7\text{Li}$ с энергией 0,5 ГэВ/нуклон эквивалентен протонам с энергией 2 ГэВ (или 0,75 ГэВ/нуклон ${}^7\text{Li}$ эквивалентен протонам с энергией 3 ГэВ), что дает возможность получить то же энерговыделение с той же или более высокой эффективностью с использованием ${}^7\text{Li}$, причем потребуются ускоритель вдвое меньших размеров. Это особенно актуально для выбора и оптимизации параметров ускорителя «подсветки» реактора на быстрых нейтронах.

Принимая во внимание успешные эксперименты по облучению урановой мишени «Квинта» [9, 10, 19] на выведенных пучках нуклотрона ЛФВЭ ОИЯИ в коллаборации «Энергия + трансмутация», представляется важным продолжить эти эксперименты с пучками протонов и легких ядер в диапазоне энергий 0,5–4 ГэВ/нуклон. Первые эксперименты с пучками углерода [21] указывают на необходимость развития и уточнения моделей для описания экспериментально наблюдаемого усиления жесткой части нейтронного спектра. Поскольку утверждения, высказанные в настоящей статье, отличаются от устоявшейся концепции об оптимальности для электроядерных систем протонного пучка с энергией 1 ГэВ, новые эксперименты на пучках нуклотрона весьма актуальны.

Авторы выражают благодарность В. И. Юревичу, Н. М. Соболевскому, А. И. Малахову, А. Д. Коваленко и А. В. Бутенко за полезные обсуждения рассмотренных в статье вопросов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bartolomeev G. A.* Intense Neutron Source // Santa Fe Conf. CONF-660. 1963. P. 925.
2. *Васильков В. Г. и др.* Электроядерный метод генерации нейтронов // АЭ. 1970. Т. 29, вып. 3. С. 152.
3. *Барашенков В. С.* Ядерно-физические аспекты электроядерного метода // ЭЧАЯ. 1978. Т. 9, вып. 5. С. 871–921.
4. *Дмитриевский В. П.* Электроядерный метод получения энергии // ЭЧАЯ. 1997. Т. 28, вып. 3. С. 815.
5. *Михайлов В. Н.* Мощные пучки нейтронов с использованием ускорителей // Краткие сообщ. ОИЯИ. 1996. № 6[80]. С. 17.
6. *Rubbia C. et al.* An Energy Amplifier for Cleaner and Inexhaustible Nuclear Energy Production Driven by a Particle Beam Accelerator. CERN/AT/93-47. 1993.
7. *Abderrahim H. A. et al.* MYRRHA: A Multipurpose Accelerator Driven System for Research & Development // Nucl. Instr. Meth. A. 2001. V. 463. P. 487–494.
8. *Ismailov K. et al.* Feasibility of Uranium Spallation Target in Accelerator-Driven System // Progress in Nucl. Energy. 2011. V. 53. P. 925–929.
9. *Adam J. et al.* (Energy and Transmutation RAW Collab.). Study of Deep Subcritical Electromagnetic Systems and Feasibility of Their Application for Energy Production and Radioactive Waste Transmutation. JINR Preprint E1-2010-61. Dubna, 2010.
10. *Балдин А. А. и др.* (коллаборация «Энергия + трансмутация»). Ядерные релятивистские технологии (ЯРТ) для производства энергии и утилизации отработанного ядерного топлива (ОЯТ). Результаты первых экспериментов по физическому обоснованию ЯРТ // Письма в ЭЧАЯ. 2011. Т. 8, № 6(169). С. 1007–1023.
11. *Кошкарев Д. Г., Соболевский Н. М., Бархударян А. В.* Использование электроядерного метода в энергетике // АЭ. 2008. Т. 105, вып. 3.

12. Кошкарев Д. Г. Оптимальные ионы для ядерного реактора с нейтронной подсветкой // ЖТФ. 2004. Т. 74, вып. 7.
13. Кошкарев Д. Г., Соболевский Н. М., Бархударян А. В. Ядерный реактор с нейтронной подсветкой от ускорителя. Препринт ИТЭФ-21. 2005.
14. Батяев В. Ф. и др. Анализ основных ядерно-физических особенностей взаимодействия протонных пучков с тяжелыми металлическими мишенями // АЭ. 2008. Т. 104. С. 242.
15. Hashemi-Nezhad S. R. et al. Optimal Ion Beam, Target Type and Size for Accelerator Driven Systems: Implications to the Associated Accelerator Power // Ann. Nucl. Energy. 2011. V. 38. P. 1144–1155.
16. Ridikas D., Mittag W. Neutron Production and Energy Generation by Energetic Projectiles: Protons or Deuterons? // Nucl. Instr. Meth. A. 1998. V. 418. P. 449–457.
17. Юревич В. И. Образование нейтронов в толстых мишенях протонами и ядрами высоких энергий // ЭЧАЯ. 2010. Т. 41, вып. 5.
18. Pronskikh V. et al. Energy Production Demonstration for MW Proton Beams // 12th Meeting on Shielding Aspects of Accelerators, Targets and Irradiation Facilities (SATIF-12), Fermi Nat. Accel. Lab., Batavia, Illinois, USA, April 28–30, 2014.
19. Furman W. et al. (Energy and Transmutation RAW Collab.). Recent Results of the Study of ADS with 500 kg Natural Uranium Target Assembly QUINTA Irradiated by Deuterons with Energies from 1 to 8 GeV at JINR Nuclotron // XXI Intern. Baldin Seminar on High Energy Physics Problems, JINR, Dubna, Sept. 10–15, 2012.
20. Васильков П. Г. // АЭ. 1995. Т. 79. С. 257.
21. Artiushenko M. et al. Energy Dependence of the ${}^{\text{nat}}\text{U}(n, f)$, ${}^{\text{nat}}\text{U}(n, \gamma)$ and $\text{Co}(n, x)$ Reaction Rates in the Volume of Quinta Setup Irradiated by 1–4A GeV Deuterons and ${}^{12}\text{C}$ Ions // XXII Intern. Baldin Seminar of High Energy Physics Problem, Sept. 16, 2014.
22. Юревич В. И. и др. Сечения деления ядер ${}^{209}\text{Bi}$, ${}^{232}\text{Th}$, ${}^{235}\text{U}$, ${}^{238}\text{U}$ и ${}^{237}\text{Np}$ протонами и дейтронами промежуточных энергий // ЯФ. 2002. Т. 65. С. 1417; Препринт ОИЯИ P1-2001-53. Дубна, 2001.
23. Paraipan M. et al. Investigation of the Possibility to Use Ion Beams for ADS through Simulation in GEANT4 // XXI Intern. Baldin Seminar on High Energy Physics Problems, JINR, Dubna, Sept. 10–15, 2012.
24. Балдин А. А. и др. Моделирование генерации нейтронов в мишенях из тяжелых металлов при помощи программного пакета «Geant4» // Письма в ЭЧАЯ. 2016. Т. 13, № 2(200). С. 391–402.
25. Krylov A. et al. GEANT4, MCNPX and SHIELD Comparison Concerning Relativistic Heavy-Ion Interaction with Matter // Part. Nucl., Lett. 2014. V. 11, No. 4(188). P. 847–850.
26. Шелаев И. А. и др. Ускоритель и реактор // Письма в ЭЧАЯ. 2000. № 6[103]. С. 70.
27. Аленицкий Ю. Г. Изохронные циклотроны для электроядерных технологий. Препринт ОИЯИ 9-97-333. Дубна, 1997.
28. Kim G. et al. A Superconducting Isochronous Cyclotron Stack as a Driver for a Thorium-Cycle Power Reactor // Proc. of the 2001 Part. Accel. Conf., Chicago, Illinois, USA, June 18–22, 2001.
29. Padamsee H. The Science and Technology of Superconducting Cavities for Accelerators // Supercond. Sci. Technol. 2001. V. 14. P. R28–R51.
30. Averbukh I. et al. Project of Small-Dimensional 200 MeV Proton Synchrotron // Proc. of the 1st EPAC Conf., Rome, June 7–11, 1988. P. 413–415.
31. ESS. A Next Generation Neutron Source for Europe. V.3. The ESS Technical Study. <https://europeanspallationsource.se/scientific-technical-documentation>.