

МОЩНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВА НЕЙТРОНОВ И РАДИОИЗОТОПОВ

Е.А. Онищук*, **, Ю.А. Кураченко*, Е.С. Матусевич***

* *Обнинский институт атомной энергетики НИЯУ МИФИ
249040, Калужская обл., г. Обнинск, Студгородок, 1*

** *АНО ДПО «Техническая академия Росатома»
249031, Калужская обл., г. Обнинск, Курчатова, 21*

*** *ФГБНУ Всероссийский научно-исследовательский институт
радиологии и агроэкологии
249032, Калужская обл., г. Обнинск, Киевское шоссе, 109 км*



Рассматривается возможность использования существующих мощных ускорителей электронов для нейтронной терапии и производства радиоизотопов. Для обоих приложений проведены расчеты, и результаты нормированы на характеристики существующего ускорителя MEVEX (средний электронный ток 4 мА при моноэнергетическом пучке электронов 35 МэВ). Объединяющей проблемой для приложений является задача охлаждения мишени – при энергии пучка около 140 кВт почти половина этой энергии высвобождается непосредственно в мишени. Поэтому в качестве мишени был выбран жидкий тяжелый металл, чтобы соединить высокое качество термогидравлики с максимальной производительностью как тормозного излучения, так и фотонейтронов. Мишени оптимизированы с использованием прецизионных кодов для задач переноса излучения и термогидравлики. Оптимизация проводилась также по установке в целом – по составу материала и конфигурации блока выведения фотонейтронов для нейтронозахватной терапии (НЗТ) и по схеме генерации тормозного излучения для получения радиоизотопов. Фотонейтронный блок обеспечивает приемлемое качество пучка для НЗТ с большим значением плотности потока нейтронов на выходе $\sim 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, что на порядок выше, чем значения на выходе существующих и проектируемых реакторных пучков. Такая интенсивность на выходе пучка позволит во многих случаях отказаться от фракционированного облучения. Что касается производства радиоизотопов, то по реакции (γ, n) в расчетах получено 43 радионуклида в пяти группах. Например, реакцией $\text{Mo}^{100}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ предшественник ^{99}Mo главного диагностического изотопа $^{99\text{m}}\text{Tc}$ после облучения в течение 24 ч может быть наработан с удельной активностью $\sim 6 \text{ Ки/г}$ и полной активностью мишени 1.8 кКи. Предложенные схемы генерации и вывода фотонейтронов и тормозного излучения имеют ряд очевидных преимуществ перед традиционными методами: а) применение ускорителей электронов для производства нейтронов намного безопаснее и дешевле, чем использование реакторных пучков; б) ускоритель с мишенью и блок вывода пучка с необходимым оборудованием и оснасткой можно без проблем разместить на территории клиники; в) предлагаемая проточная мишень для НЗТ из жидкого галлия, который также служит теплоносителем, является «экологически чистым» материалом – его активация относительно невелика и быстро (примерно через четыре дня) спадает до фонового уровня.

Ключевые слова: электронный ускоритель, фотонейтроны, нейтронозахватная терапия, модернизация пучка, производство радиоизотопов, реакция (γ, n), наработка ^{100}Mo , компактная установка в клинике.

ВВЕДЕНИЕ

Мощный источник фотонейтронов для медицины рассмотрен в [1]. В [2] получена оптимальная конфигурация блока вывода пучка фотонейтронов для нейтронозахватной терапии (НЗТ), а в [3, 4] изучены термогидравлика комбинированной проточной мишени ($\text{W} + \text{Ga}$) и возможности применения пучка для лучевой терапии. Стационарный фрагмент мишени – матрица из тугоплавкого вольфрама, через которую протекает галлий, позволяет резко увеличить выход фотонейтронов по сравнению с мишенью только из галлия. Для нормировки результатов расчета использовались данные доступного ускорителя MEVEX [5]: средний ток 4 мА при энергии электронов 35 МэВ.

Природный галлий представлен двумя изотопами: ^{69}Ga (60,1%) + ^{71}Ga (39,9%). Это легкоплавкий металл ($t_{\text{пл}} = 29,8^\circ\text{C}$) плотностью 5.904 г/см^3 в твердом состоянии и 6.095 г/см^3 в жидком. Будучи расплавлен, галлий длительное время остается в жидкой фазе при комнатной температуре. При этом галлий имеет широкий диапазон температур жидкой фазы ($\sim 2200^\circ\text{C}$), поэтому радиационное энерговыделение можно достаточно просто снять [3].

Активация природного галлия происходит за счет фотореакций и реакций под действием собственных нейтронов. Основные процессы: $^{69,71}\text{Ga}(\gamma, n)^{68,70}\text{Ga}$, $^{69,71}\text{Ga}(n, 2n)^{68,70}\text{Ga}$, $^{69,71}\text{Ga}(n, \gamma)^{70,72}\text{Ga}$ приводят к короткоживущим продуктам реакций ^{68}Ga ($T_{1/2} = 68,3 \text{ мин}$), ^{70}Ga ($T_{1/2} = 21,2 \text{ мин}$) и ^{72}Ga ($T_{1/2} = 14,1 \text{ ч}$). Как показывают расчеты, при генерации нейтронных полей, приемлемых для НЗТ, и при условии циркуляции рабочего тела мишени полная активность галлия (для типичных сценариев облучения и количества сеансов) спадает до уровня естественного фона за время, не превышающее четырех суток (рис. 1).

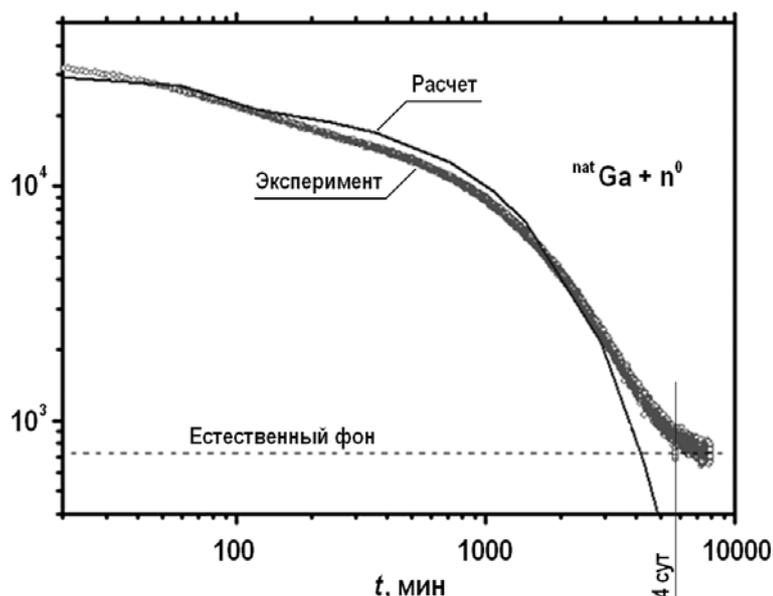


Рис. 1. Спад активности галлия после типичного сценария облучения (отн. ед.)

Результаты, приводимые далее, получены в расчетах транспорта излучений (код

MCNP5 [6]) с использованием библиотеки ядерных данных TENDL-2014/2017, основанной на программе ядерных реакций TALYS-1.9 [7]. Термогидравлика мишени была рассчитана с помощью кода STAR-CD® [8].

ГЕНЕРАЦИЯ ФОТОНЕЙТРОНОВ

Модернизация НЗТ-пучка

Цель модернизации пучка – увеличение плотности потока нейтронов на выходе без ухудшения характеристик пучка, существенных для НЗТ и защиты пациента. Для модернизации был выбран вариант вывода пучка с максимальным значением плотности потока на выходе [4]. На рисунке 2 сопоставлены сечения оптимальной версии блока вывода пучка [4] и версии, предлагаемой в работе.

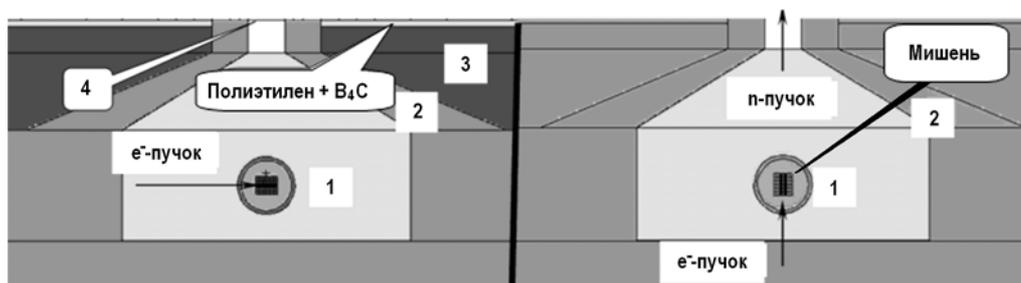


Рис. 2. Осевые сечения блока вывода осесимметричного пучка для НЗТ: «наилучший» вариант из [4] слева и модернизированная версия справа (визуализации входного файла MCNP5)

Блок вывода пучка представляет собой осесимметричную сборку из цилиндрических и конических слоев и несет защитные и коллимирующие функции (конический слой из свинца), а также функции формирователя спектра, требуемого для НЗТ. На рисунке представлены фрагменты блока вывода с коллимационной системой: канал, заполненный формирователем спектра (1 – дифторид свинца PbF₂, выполняющий также функцию гамма-фильтра); канал окружен коллиматором (2 – Pb, основная функция – замедление и канализация нейтронов). В коллимационной системе гидрид циркония ZrH_{1,8} (3) несет функцию легкой защиты, на выходе канала борированный полиэтилен и пластинка Cd толщиной 1 мм (4) являются фильтром тепловых нейтронов.

При взаимодействии ускоренных электронов с массивной мишенью W+Ga основным каналом потери энергии является тормозное излучение. При энергиях электронов выше 8 – 10 МэВ тормозные гамма-кванты, поглощаясь ядрами W и Ga, генерируют нейтроны в реакциях (γ, n) в области так называемого гигантского дипольного резонанса с относительно большими сечениями. Так максимальные (γ, n)-сечения на основных изотопах естественного W при энергии ~ 15 МэВ лежат в диапазоне 490 – 670 мб, для ⁶⁹Ga и ⁷¹Ga 102 мб при 17 МэВ и 160 мб при 19 МэВ соответственно.

Дополнительные расчеты дали возможность обоснованно внести изменения в конфигурацию и материальный состав блока вывода пучка, позволившие безопасно увеличить главный функционал – плотность потока эпитепловых нейтронов на выходе пучка.

Эти изменения состояли в следующем:

- пластина Cd на выходе канала была удалена, а слой гидрида циркония заменен свинцом; роль удаленных материалов в уменьшении потока тепловых нейтронов пренебрежимо мала – эпитепловые нейтроны, входящие в ткань, генерируют вблизи входа обратнорассеянные тепловые нейтроны, интенсивность которых значительно превышает поток тепловых нейтронов из канала;

– комбинированная проточная мишень была развернута соосно оси вывода пучка нейтронов и заключена в сферический вольфрамовый корпус, заполненный галлием. Эта мера позволила улучшить теплосъем, увеличить генерацию нейтронов и уменьшить выход «вредного» тормозного излучения.

Качество пучка для НЗТ

Качество пучка для НЗТ описывается характеристиками «in air» и «in phantom» [4]. Функционалы «in air» характеризуют поле излучений на выходе пучка без облучаемого фантома и упрощают задачу выбора оптимальных конфигурации и состава материалов блока вывода (без трудоемких расчетов функционалов «in phantom»). Предполагается, что если характеристики пучка «в воздухе» удовлетворяют конкретным критериям, выработанным мировым сообществом, то следует ожидать, что и функционалы «в фантоме» также будут удовлетворять требованиям НЗТ.

Таблица 1

Плотность потока, спектральные характеристики и средняя энергия нейтронов на выходе эталонного, существующего и проектируемого пучков реакторов в сравнении с характеристиками пучков фотонейтронов

		Φ_{tot} , см ⁻² с ⁻¹ , 10 ⁹	Φ_{epi}/Φ_{tot} , %	Φ_{fast}/Φ_{tot} , %	Φ_{therm}/Φ_{tot} , %	E_{aver}^{Φ} , МэВ
Значения, желательные для НЗТ		≥ 1	~ 100	→ 0	→ 0	–
FCB MIT		4.2	Данные отсутствуют			
МАРС		1.24	81.6	13.4	5.0	0.0337
ТАПИРО		1.07	73.6	6.5	20.0	0.00857
Фото-нейтроны	«лучшая» версия [4]	18.5	74.9	25.1	0.014	0.0345
	данная работа	27.8	73.3	21.6	5.11	0.0325

Таблица 2

НЗТ-характеристики на выходе реакторных и фотоядерных пучков: плотность потока эпитепловых нейтронов, «отравление» пучка гамма-излучением и быстрыми нейтронами, направленность

		Φ_{epi} , см ⁻² с ⁻¹ , 10 ⁹	D_{γ}/Φ_{epi} , сГр·см ² , 10 ⁻¹¹	D_{fast}/Φ_{epi} , сГр·см ² , 10 ⁻¹¹	J_{epi}/Φ_{epi} («ток-к-поток»)
Значения, желательные для НЗТ		≥ 1	< 2–5	< 2–5	≥ 0.7
FCB MIT		?	1.3	4.3	0.8
МАРС		1.01	5.38	11.8	0.8
ТАПИРО		0.788	6.77	8.49	0.8
Фото-нейтроны	«лучшая» версия [4]	13.9	0.0407	15.9	0.8
	данная работа	20.4	0.0262	13.4	0.8

Для сопоставления с рассчитываемыми пучками из мишени электронного ускорителя используются характеристики нейтронных пучков существующих и проектируемого реакторов:

- пучок FCB MIT, который является «эталонным» для НЗТ (измерения [9], в настоящее время выведен из эксплуатации);
- пучок эпитепловой колонны быстрого реактора ТАПИРО [10], предназначенный для применения в НЗТ (расчет подтвержден измерениями; пучок выведен из эксплуатации);

– пучок специализированного медицинского реактора МАРС (расчет [11]).

Базовые значения характеристик «в воздухе» для сравниваемых пучков приведены в табл. 1. Для фотонейтронов представлены данные по «лучшей» версии [4] и обновленной версии блока выведения (см. рис. 2, справа). Собственно критерии НЗТ даны в табл. 2. Из приведенных данных следует, что по критериям «в воздухе» (или «для свободного пучка») предлагаемый фотонейтронный пучок не уступает и даже частично превосходит реакторные пучки для НЗТ. Этот вывод подтверждается рис. 3, на котором представлены спектральные характеристики нейтронов на выходе пучка.

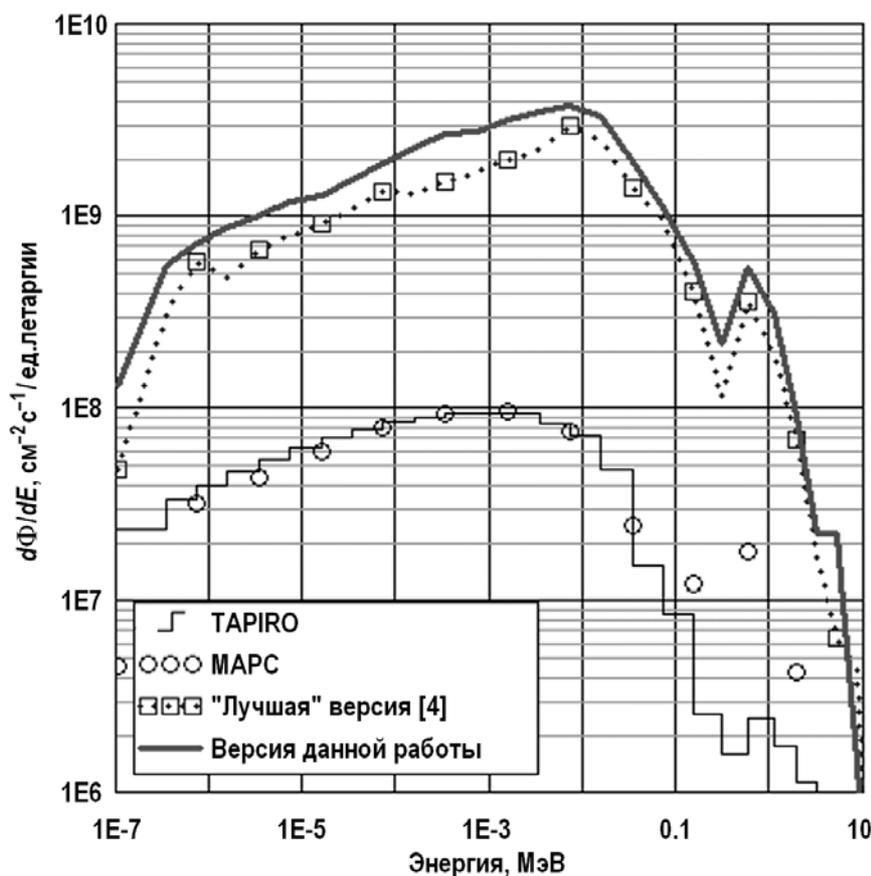


Рис. 3. Спектры нейтронов на выходе пучка для НЗТ

ГЕНЕРАЦИЯ РАДИОИЗОТОПОВ

Модель 1 (простейшая)

Для производства радиоизотопов по первой модели в (n, γ) -реакции конический модератор из дифторида свинца был заменен тяжелой водой (см. рис. 2). Общая конфигурация блока выведения не изменяется, предполагается облучать образцы на выходе канала. Оказалось, что существенной термализации пучка при такой глубине замедлителя (~ 0.5 м) добиться не удалось: при $\Phi_{tot} = 3.10 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ плотность потока тепловых нейтронов на выходе всего $\Phi_{th} = 1.24 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$. При этом в непосредственной близости к мишени плотность потока тепловых нейтронов достигает величины $\sim 2.5 \cdot 10^{10}$. При сопоставлении с плотностью потока тепловых нейтронов в активной зоне реактора становится ясной бесперспективность первой

модели для производства радиоизотопов.

Модель 2 (мишень с подкритическим бустером)

На рисунке 4 представлена модель, состоящая из цилиндрического бака с тяжелой водой. В центре бака находится мишень, а на периферии – подкритическая сборка $k_{eff} \leq 0.90$ (сборки с такой подкритичностью не требуют наличия СУЗ при работе). Сборка состоит из укороченных твэлов реактора БН-600, охлаждаемых тяжелой водой. Замедлителем является также D_2O . В результате расчета получено достаточно выровненное поле нейтронов внутри бака. Максимальные значения плотности потока нейтронов $\Phi_{tot} = 6.19 \cdot 10^{11} \text{ см}^2\text{с}^{-1}$ в непосредственной близости к мишени, максимум плотности потока тепловых нейтронов $\Phi_{th} = 3.09 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ отстоит от мишени примерно на 21 см. Плотность потока нейтронов возросла более чем на порядок по сравнению с результатами, полученными для первой модели. Возможно, в каких-то условиях производство радиоизотопов в реакции (n, γ) по модели 2 целесообразно, но конкурировать с реакторным производством не может.

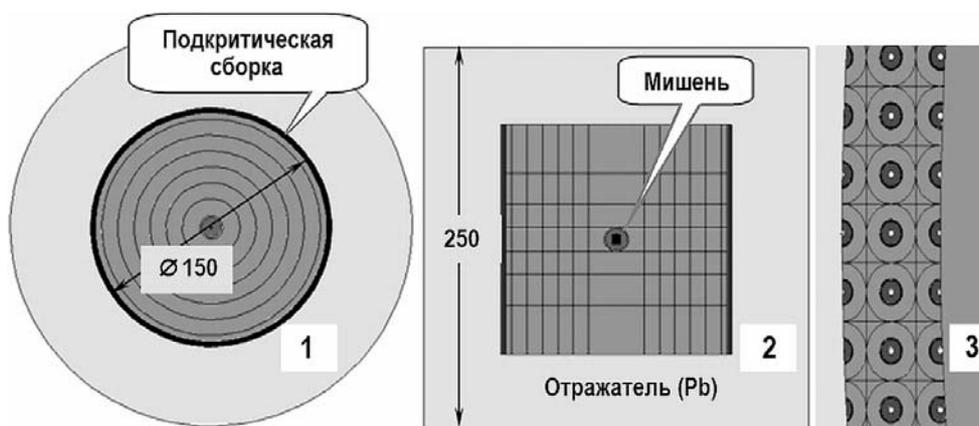


Рис. 4. Радиальное (1) и осевое (2) сечения модели 2; 3 – фрагмент радиального участка с подкритической сборкой (размеры в см)

Модель 3 ((γ, n)-реакции)

Оказалось, что это самая перспективная модель, поскольку выход тормозного излучения из мишени достаточно велик. Исследованные цилиндрические мишени были оптимизированы на максимальный выход тормозного излучения при падении пучка электронов радиусом 0.5 см на торец цилиндра (табл. 3, рис. 5).

Таблица 3

Характеристики мишени для производства радиоизотопов по модели 3

Материал мишени	Tl	Pb	Bi	^{238}U	Pb + Bi (45% +55%)
R, см	1.0	0.75	0.75	0.50	0.75
H, см	1.0	0.75	1.0	1.0	1.5
Плотность, г/см ³	11.843	11.342	9.79	19.05	10.6
Точка плавления, °C	304	324	271	1133	124
Выход тормозного излучения, с ⁻¹	$1.29 \cdot 10^{17}$	$1.32 \cdot 10^{17}$	$1.34 \cdot 10^{17}$	$1.25 \cdot 10^{17}$	$1.33 \cdot 10^{17}$
Средняя энергия, МэВ	14.7	15.9	15.6	15.5	15.7

Экстремумы в задачах оптимизации в данном случае достаточно пологи, поэтому шаг в размерах мишеней грубый (0.25 см). При выбранных параметрах пучка электронов выход тормозного излучения из оптимальных мишеней практически

одинаков для всех тяжелых материалов. Средняя энергия тормозного излучения лежит в области гигантского дипольного резонанса вблизи энергии максимальных сечений вольфрама. По технологическим соображениям в качестве мишени предпочтительна эвтектика свинец-висмут; в данном случае этот сплав будет также и теплоносителем.

Оценим производство ^{99}Mo тормозным излучением в реакции $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$. Условная схема облучения представлена на рис. 5.

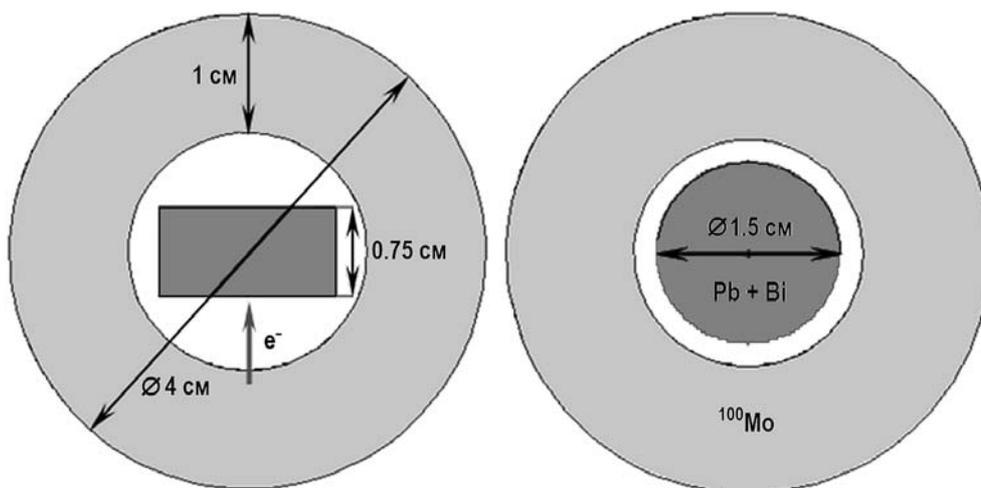


Рис. 5. Сечения сферической расчетной модели 3 производства ^{99}Mo ; стрелка показывает направление электронного пучка (визуализация входного файла MCNP5)

Цилиндрическая свинцово-висмутосвая мишень заключена в сферический слой исходного нуклида ^{100}Mo (см. рис. 5). Уравнение наработки ^{99}Mo можно записать так:

$$d\rho^{99}/dt = \sigma\Phi_0\rho^{100} - \lambda\rho^{99}, \quad (1)$$

где ρ^{99} , ρ^{100} – ядерная плотность (10^{24} см^{-3}) нарабатываемого и материнского изотопа; $\sigma\Phi_0\rho^{100}$ – скорость (γ, n) -реакций, $\text{см}^{-3}\text{с}^{-1}$; σ , Φ_0 – групповые векторы сечения (γ, n) -реакции (σ) и плотности потока фотонов ($\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$) размерностью табличного представления сечения (индекс энергетической группы опущен); λ – постоянная распада, с^{-1} .

Интегрирование (1) в интервале времени облучения $[0, t_{irr}]$ с учетом начального условия $\rho^{99}(t=0) = 0$ дает плотность наработанных ядер [см^{-3}]:

$$\rho^{99} = \sigma\Phi_0\rho^{100} (1 - \exp(-\lambda t_{irr}))/\lambda; \quad (2)$$

удельная активность [$\text{Бк}\cdot\text{см}^{-3}$] наработанного изотопа $A = \lambda \cdot \rho^{99}$; при этом

$$A = \sigma\Phi_0\rho^{100} (1 - \exp(-\lambda t_{irr})). \quad (3)$$

Сравним результаты с данными для фотоядерной реакции (γ, n) в [12] при производстве ^{99}Mo на ускорителе электронов мощностью 14 кВт с энергией 40 МэВ (т.е. при среднем токе 0.350 мА). Для высокообогащенного (96% ^{100}Mo) образца массой 14.4 г при 24-часовой экспозиции производится активность ~ 25 Ки или 1.74 Ки/г [12]. Наши данные для той же экспозиции – 1.78 кКи и 5.96 Ки/г при массе образца 311 г (рис. 6), среднем токе 4 мА [5] и ^{100}Mo 100%-го обогащения). К сожалению, конкретная геометрия облучения [12] недоступна. В [13] некоторая информация позволяет частично восстановить данные [11].

Радионуклиды, генерируемые по модели 3 в (γ, n) -реакции (в той же геометрии рис. 5 и в тех же условиях облучения), представлены в табл. 4.

Таблица 4

Радиоизотопы, полученные при расчете по модели 3

Изотоп	$T_{1/2}$	Полная активность, Ки	Удельная активность Ки/г
Позитронные излучатели			
^{11}C (графит)	20.39 мин	140	2.22
^{13}N (нитрид бора)	9.965 мин	45.9	0.718
^{15}O (Be^{15}O)	122.24 с	104	1.17
^{18}F (Li^{18}F)	109.77 мин	313	4.05
^{38}K	7.636 мин	139	5.50
^{44}Sc	3.97 ч	2250	25.7
^{45}Ti	184.8 мин	3310	24.9
^{49}Cr	42.3 мин	3550	16.9
^{62}Cu	9.673 мин	3030	11.6
^{64}Cu	12.700 ч	4240	16.2
^{63}Zn	38.47 мин	2090	9.97
^{65}Zn	244.06 сут	20.1	0.0962
^{68}Ga	67.71 мин	6140	35.4
^{78}Br	6.46 мин	1820	20.0
^{80}Br	17.68 мин	2480	27.3
Диагностические радиоизотопы			
^{51}Cr	27.7025 сут	208	0.984
^{54}Mn	312.12 сут	9.15	0.0433
^{62}Cu	9.673 мин	3030	11.6
^{64}Cu	12.700 ч	4240	16.2
^{74}As	17.77 сут	220	1.31
^{73}Se	7.15 ч	3960	28.2
^{85}Sr	64.84 сут	20.6	0.277
^{97}Ru	2.9 сут	2620	7.21
^{121}Te	19.16 сут	123	0.672
^{139}Ce	137.64 сут	30.9	0.156
^{140}Pr	3.39 мин	3950	19.9
^{153}Gd	240.4 сут	10.5	0.0453
^{157}Dy	8.14 ч	6680	26.6
^{165}Er	10.36 ч	5980	22.5
^{169}Yb	32.026 сут	105	0.515
^{203}Hg	46.612 сут	106	0.266
Радиоизотопы для терапии открытыми источниками			
^{88}Y	106.65 сут	11.9	0.0911
^{97}Ru	2.9 сут	2620	7.21
^{103}Pd	16.991 сут	126	0.359
^{153}Sm	46.50 ч	487	2.21
^{159}Gd	18.5 сут	3330	14.4
^{169}Er	9.40 сут	314	1.18
^{186}Re	3.7183 сут	5040	8.18
^{192}Ir	73.827 сут	4870	7.34
Радиоизотопы для медицинских генераторов			
^{99}Mo	65.94 ч	1780	5.96
^{113}Sn	115.09 сут	45.4	0.0985
Долгоживущие позитронные источники для космоса			
^{150}Eu ¹⁾	$1.35 \cdot 10^4$ сут	0.0385	0.000251
^{152}Eu ²⁾	$4.94 \cdot 10^3$ сут	0.528	0.00343

¹⁾ – средняя энергия позитронов 0.22 МэВ; ²⁾ – средняя энергия позитронов 0.30 МэВ

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Компактность современных мощных ускорителей и хорошая управляемость электронным пучком позволяют обеспечить бинарное применение тормозного излучения, генерируемого в области гигантского дипольного резонанса, для производства нейтронов и радиоизотопов. Предлагаемая схема генерации имеет очевидные преимущества перед реакторной генерацией. В первую очередь это экологическая чистота – активность теплоносителя спадает быстро, продуктов деления в установке нет, а активация оборудования локализована. Кроме того, степень радиационной и ядерной безопасности неизмеримо выше, чем при реакторной генерации. Безопасность, а также относительно небольшие габариты и масса установки позволяют размещать ее непосредственно в клинике. Плотность потока эпитепловых нейтронов (требуемая для НЗТ) на выходе пучка, по крайней мере, на порядок больше плотности потока нейтронов существующих и проектируемых реакторных пучков. Диверсификация при альтернативной генерации медицинских радиоизотопов на той же установке улучшает ее экономику и расширяет возможности. Особенно показательна высокая эффективность генерации ^{99}Mo , предшественника основного диагностического радиоизотопа $^{99\text{m}}\text{Tc}$ (~ 80% всех процедур).

Литература

1. Кураченко Ю.А., Вознесенский Н.К., Говердовский А.А., Рачков В.И. Новый интенсивный источник нейтронов для медицинских приложений // Медицинская физика. – 2012. – №2. – С. 29-38.
2. Кураченко Ю.А. Фотонейтроны для нейтронозахватной терапии // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2014. – №4. – С. 41-51.
3. Кураченко Ю.А., Забарянский Ю.Г., Онищук Е.А. Оптимизация мишени для производства фотонейтронов. // Известия вузов. Ядерная энергетика. – 2016. – №3. – С. 150-162.
4. Кураченко Ю.А., Забарянский Ю.Г., Онищук Е.А. Применение фотонейтронов для лучевой терапии. // Медицинская радиология и радиационная безопасность. – 2017. – №3. – С. 33-42.
5. High Power Linacs for Isotope Production. MEVEX: The accelerator technology company. Электронный ресурс: http://www.mevex.com/Brochures/Brochure_High_Energy.pdf (дата доступа 17.05.2019).
6. Authors: X-5 Monte Carlo Team. MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Ver. 5. Volume I: Overview and Theory. – LA-UR-03-1987. – 2003. – 484 p.
7. Koning A., Hilaire S., Goriely S. TALYS-1.9. A nuclear reaction program. – 2017. – 554 p. Электронный ресурс: <ftp://ftp.nrg.eu/pub/www/talys/talys1.9.pdf> (дата доступа 17.05.2019).
8. Что такое Star-CD®? Обзор программы. Электронный ресурс: <http://www.procae.ru/articles/star-cd/76-about-star-cd.html> (дата доступа 17.05.2019).
9. Riley K.J., Binns P.J., Harling O.K. Performance characteristics of the MIT fission converter based epithermal neutron beam. // Phys. Med. Biol. – 2003. – Vol.48. – PP. 943-958.
10. Agosteo S., Foglio Para A., Gambarini G. et al. Design of neutron beams for boron neutron capture therapy in a fast reactor. In: IAEA-TECDOC-1223. – 2001 – PP. 1-302.
11. Кураченко Ю.А. Реакторные пучки для лучевой терапии: критерии качества и расчетные технологии // Медицинская физика. – 2008. – №2 (38). – С. 20-28.
12. Ralph G.B., Jerry D.C., David A.P. et al. A System of $^{99\text{m}}\text{Tc}$ production based on distributed electron accelerators and thermal separation // Nucl. Technology. – 1999. – Vol.126. – PP.102-121.
13. Купленников Э.Л., Довбня А.Н., Цымбал В.А. и др. Оценка наработки ^{99}Mo и $^{99\text{m}}\text{Tc}$ на $^9\text{Be}(d,n)$ -генераторе ХФТИ // ВАНТ. 2012. – №4 – С. 155-159. Электронный ресурс: https://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT_2012_4/article_2012_4_155.pdf (дата доступа 17.05.2019).

Поступила в редакцию 20.05. 2019 г.

Авторы

Онищук Елена Александровна, аспирантка МИФИ

E-mail: elenaonischuk@yandex.ru

Кураченко Юрий Александрович, д-р физ.-мат. наук

E-mail: ykurachenko@mail.ru

Матусевич Евгений Сергеевич, профессор, д-р физ.-мат. наук

E-mail: ematus@obninsk.ru

UDC 615.849.1:536.2.023:519.688

POWERFUL ELECTRON ACCELERATOR FOR THE PRODUCTION OF NEUTRONS AND RADIOISOTOPES

Onischuk E.A.*, **, Kurachenko Yu.A.***, Matusevich E.S.*

* Obninsk Institute for Nuclear Power Engineering, NRNU «MEPhI»

1 Studgorodok, Obninsk, Kaluga reg., 249033 Russia

** Rosatom Technical Academy

21 Kurchatov street, Obninsk, Kaluga reg., 249031 Russia

*** Russian Institute of Radiology and Agroecology, RIRAE

109th km of Kiev highway, Obninsk, Kaluga reg., 249032 Russia

ABSTRACT

The purpose of the work is to study the possible use of existing high-power electron accelerators for neutron therapy and the production of radioisotopes. Calculations were performed for both applications and the results were normalized to the characteristics of the existing MEVEX accelerator (average electron current 4 mA at a monoenergetic electron beam of 35 MeV). A unifying problem for the applications is the task of cooling the target: at a beam energy ~ 140 kW, almost half of this energy is released directly into the target. Therefore, a liquid heavy metal was chosen as a target in order to combine the high quality of thermohydraulics with the maximum performance of both bremsstrahlung radiation and photoneutrons. The targets were optimized using precision codes for radiation transfer and thermal-hydraulic applications. Optimization was also carried out on the installation as a whole: (1) on the composition of the material and the configuration of the photoneutron removal unit for neutron capture therapy (NCT) and (2) on the bremsstrahlung generation scheme for producing radioisotopes. The photoneutron unit provides an acceptable beam quality for NCT with a large neutron flux density at the output: $\sim 2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, which is an order of magnitude higher than the values at the output of existing and planned reactor beams. Such intensity at the beam output will make it possible to abandon fractionated irradiation in many cases. As for the production of radioisotopes, in the calculations for the (γ, n) reaction, 43 radionuclides in five groups were obtained. For example, using the $\text{Mo}^{100}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ reaction, it is possible to obtain the ^{99}Mo precursor of the main diagnostic isotope $^{99\text{m}}\text{Tc}$ with a specific activity of $\sim 6 \text{ Ci/g}$ and a total target activity of 1.8 kCi after irradiation for 24 h. The proposed schemes for generating and outputting photoneutrons and bremsstrahlung have a number of obvious advantages over traditional methods, including: (a) the use of electron accelerators for producing neutrons is much safer and cheaper than the use of reactor beams; (b) the accelerator with the target and the beam output unit with the necessary equipment and tooling can be easily placed in a

clinic; and (c) the proposed liquid gallium target for NCT, which also serves as a coolant, is an «environmentally friendly» material: its activation is relatively small and drops quickly (after about four days) to the background level.

Key words: electron accelerator, photoneutrons, neutron capture therapy, beam modernization, radioisotopes production, (γ, n) reaction, ^{100}Mo production, compact clinical installation.

REFERENCES

1. Kurachenko Yu.A., Voznesensky N.K., Goverdovsky A.A., Rachkov V.I. New intensive neutron source for medical application. *Meditinskaya Fizika*, 2012; v. 38, no. 2, pp. 29-38. (in Russian).
2. Kurachenko Yu.A. Photoneutrons for neutron capture therapy. *Izvestia Vysshikh Uchebnykh Zawedeniy. Yadernaya Energetika*, 2014, no. 4, pp. 41-51 (in Russian).
3. Kurachenko Yu.A., Zabaryansky Yu.G., Onischuk H.A. Optimization of the target for photoneutron production. *Izvestiya vuzov. Yadernaya Energetika*, 2016, no 3, pp. 150-162. (in Russian).
4. Kurachenko Yu.A., Zabaryansky Yu.G., Onischuk H.A. Photoneutrons application for radiation therapy. *Meditsinskaya Radiologiya i Radiatsionnaya Bezopasnost'*, 2017, v. 62, no. 3, pp. 33-42 (in Russian).
5. High Power Linacs for Isotope Production. MEVEX: The accelerator technology company. Available at: http://www.me vex.com/Brochures/Brochure_High_Energy.pdf (accessed May 17, 2019)
6. Authors: X-5 Monte Carlo Team. *MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code*, Ver. 5. Vol. I: Overview and Theory. LA-UR-03-1987, 2003. 484 p.
7. Koning A., Hilaire S., Goriely S. TALYS-1.9. A nuclear reaction program. Available at: <ftp://ftp.nrg.eu/pub/www/talys/talys1.9.pdf>. 2017 (accessed May 17, 2019).
8. What is STAR-CD®? Code Review. Available at: <http://www.procae.ru/articles/star-cd/76-about-star-cd.html> (accessed May 17, 2019).
9. Riley K.J., Binns P.J., Harling O.K. Performance characteristics of the MIT fission converter based epithermal neutron beam. *Phys. Med. Biol*, 2003, v. 48, pp.943-958.
10. Agosteo S., Foglio Para A., Gambarini G., L. Casalini, K.W. Burn, R. Tinti, G. Rosi, A. Festinesi, E. Nava. Design of neutron beams for boron neutron capture therapy in a fast reactor. In: IAEA-TECDOC-1223, 2001, pp. 116-125. Available at: https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/te_1223_prn.pdf (accessed May 17, 2019).
11. Kurachenko Yu.A. Reactor beams for radiation therapy: quality criteria and computational technologies. *Meditinskaya fizika*, 2008, v. 38, no. 2, pp. 20-28 (in Russian).
12. Bennett Ralph G., Christian Jerry D., Petti David A., Terry William K., Grover S. Blaine. A System of ^{99m}Tc Production based on Distributed Electron Accelerators and Thermal Separation. *Nucl. Technology*, 1999, v. 126, pp. 102-121. Available at: <https://doi.org/10.13182/NT99-A2961> (accessed May 17, 2019).
13. Kuplennikov E.L., Dovbnaya A.N., Tsymbal V.A., Kandybej S.S., Stojanov A.F. Estimation of the ^{99}Mo and ^{99m}Tc production on the KhFTI $^9\text{Be}(d,n)$ -generator. *VANT*. 2012, v. 80, no. 4, pp. 155-159. Available at: https://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT_2012_4/article_2012_4_155.pdf (accessed May 17, 2019) (in Russian).

Authors

Onischuk Elena Aleksandrovna, PhD Student,
Specialist in International Activities in Vocational Training
E-mail: elenaonischuk@yandex.ru

Kurachenko Yuri Aleksandrovich, Chief Researcher, Dr. Sci. (Phys.-Math.),
E-mail: ykurachenko@mail.ru

Matusovich Evgeny Sergeevich, Professor, Dr. Sc. (Phys-Math)
E-mail: ematus@obninsk.ru