

ПОЛУЧЕНИЕ ИСТОЧНИКА КВАЗИМОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ПОТОКА НЕЙТРОНОВ ^{124}Sb – ^9Be НА ЦИКЛОТРОНЕ C18/18

Р. В. АВETИСЯН, Ю. А. ГАРИБЯН, А. А. МКРТЧЯН,
А. Ю. ПЕТРОСЯН*, И.А. КЕРОБЯН

Национальная научная лаборатория им. А.И. Алиханяна, Ереван, Армения

*e-mail: anush.petrosyan@aanl.am

(Поступила в редакцию 1 июля 2026 г.)

Исследована возможность создания квазимоноэнергетического источника нейтронов с энергией 24 кэВ для калибровки нейтронных детекторов на основе системы ^{124}Sb – ^9Be , в которой γ -кванты, испускаемые при распаде ^{124}Sb , индуцируют фотонейтронную реакцию в бериллии. Рассмотрена возможность получения радионуклида ^{124}Sb на циклотроне C18/18 посредством реакции $^{124}\text{Sn}(p,n)^{124}\text{Sb}$ на обогащённой оловянной мишени. Низкая температура плавления олова (231.9°C) существенно ограничивает допустимую мощность пучка при использовании традиционного водяного охлаждения. Для преодоления этого ограничения предложена конструкция мишени на медной подложке с охлаждением жидким азотом, обеспечивающая эффективный отвод тепла и сохранение её работоспособности при длительном облучении высокоинтенсивным протонным пучком. Оценка достижимых выходов ^{124}Sb выполнена на основе экспериментальных данных и теоретических расчётов с использованием кодов TALYS 2.0 и EMPIRE 3.2. Полученные результаты подтверждают техническую осуществимость создания компактного квазимоноэнергетического источника нейтронов с энергией 24 кэВ и демонстрируют ключевую роль криогенного охлаждения в обеспечении надёжного производства радионуклида ^{124}Sb .

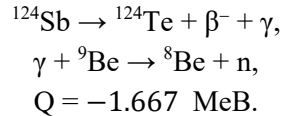
1. Введение

Источник нейтронов ^{124}Sb – ^9Be представляет собой компактный фотонейтронный генератор, в котором радионуклид ^{124}Sb служит источником γ -излучения, а бериллий – нейтронообразующей мишенью. Благодаря простоте конструкции, отсутствию движущихся частей и стабильному выходу нейтронов такие источники широко используются в научных исследованиях, промышленности и метрологии.

Принцип действия источника основан на фотоядерной реакции $^9\text{Be}(\gamma,n)^8\text{Be}$. Радионуклид ^{124}Sb распадается посредством β^- -распада в ^{124}Te с периодом полураспада 60.2 дня, испуская γ -кванты с энергиями 1690.971(4) и 2090.93(7) кэВ и интенсивностями 47.47(18) и 5.49(3)%, соответственно. Распадные характеристики взяты из базы NuDat 3 [1], разработанной Национальным центром ядерных данных (NNDC) при Брукхейвенской Национальной лаборатории. Бериллий обладает наименьшим порогом фотонейтронной реакции среди всех стабильных элементов, что делает его наиболее эффективным материалом для создания фотонейтронных источников. В результате взаимодействия γ -квантов, испускаемых ^{124}Sb , с бериллием формируется практически квазимоноэнергетический спектр

нейтронов. Основная часть нейтронов (~97%) имеет энергию около 23 кэВ и образуется под действием γ -линии 1690.971 кэВ, тогда как линия 2090.93 кэВ формирует небольшую высокоэнергетическую компоненту (~3%) с энергией нейтронов около 378 кэВ. Относительный вклад двух групп нейтронов был оценен на основе произведения вероятностей испускания γ -квантов при распаде ^{124}Sb (1690.971 кэВ –47.57% и 2090.93 кэВ –5.49%) и соответствующих сечений реакции $^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}$ при этих энергиях, взятых из библиотеки ENDF/B-VIII.0 [2].

Благодаря такому спектру источник ^{124}Sb – ^9Be представляет особый интерес для калибровки нейтронных детекторов и исследований взаимодействия нейтронов низких энергий с веществом. Поскольку порог реакции $^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}$ составляет всего 1.667 МэВ, обе линии способны индуцировать испускание нейтронов:



Зависимость сечения реакции $^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}$ от энергии γ -квантов описывается полуэмпирическим выражением [3]:

$$\sigma(E_\gamma) = \frac{ax^b}{(1+cx+dx^2)}, \quad (1)$$

где $a = 0.2515$; $b = 0.59$; $c = -0.231$; $d = 0.0257$; $x = \sqrt{E_\gamma - 1666}$.

На рис.1 представлены рассчитанные по формуле (1) значения сечения реакции $^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}$ совместно с данными библиотек ENDF/B-VIII.0 [2] и JENDL Photonuclear Data [4], а также с экспериментальными результатами [5–7]. Наблюдается хорошее согласие между расчётами и экспериментом в области максимума сечения, что подтверждает корректность используемой параметризации.

Как следует из рис.1, положение максимума экспериментальных данных находится в хорошем согласии с теоретическим предсказанием и результатами расчётов.

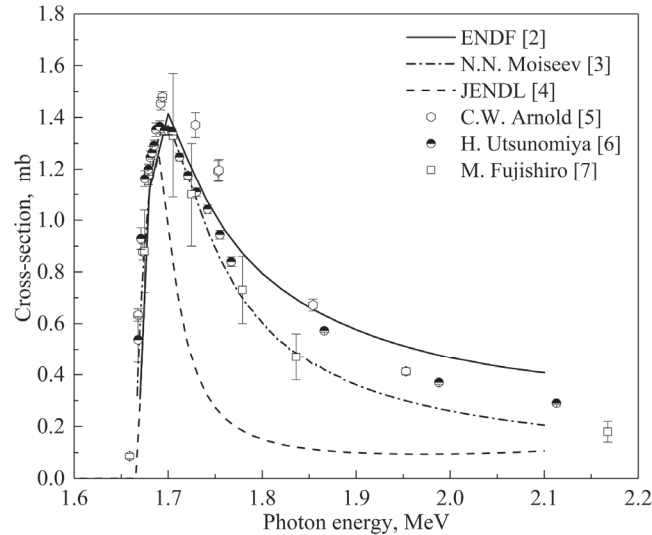


Рис.1. Вычисленное поперечное сечение реакции $^9\text{Be}(\gamma, n)^8\text{Be}$ согласно формуле (1) совместно с данными ENDF/B-VIII.0 [2] и JENDL [4], а также с экспериментальными результатами [5–7].

Источники Sb–Be нашли применение в активационном анализе, калибровке нейтронной аппаратуры, исследованиях защитных материалов, неразрушающем контроле, геофизическом каротаже и других областях. Кроме того, фотонейтроны, возникающие в реакции ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$, могут использоваться для определения содержания бериллия в различных объектах окружающей среды и технологических материалах [8]. Интерес к системе ${}^{124}\text{Sb}$ – ${}^9\text{Be}$ обусловлен также её потенциальным применением в качестве источника нейтронов для бор-нейтронозахватной терапии (БНЗТ–BNCT) [9–10]. Реализация подобных систем требует получения ${}^{124}\text{Sb}$ с активностью порядка 10^{16} – 10^{17} Бк. Образование ${}^{124}\text{Sb}$ традиционно осуществляется в исследовательских ядерных реакторах посредством активации тепловыми нейтронами природной сурьмы [11], содержащей 57.21% ${}^{121}\text{Sb}$ и 42.79% ${}^{123}\text{Sb}$. Вместе с тем использование исследовательских реакторов для производства радионуклидов связано с рядом технических, экономических и общественных ограничений. В связи с этим значительное внимание уделяется разработке альтернативных безреакторных технологий, основанных на использовании ускорителей заряженных частиц.

Радионуклид ${}^{124}\text{Sb}$ (период полураспада $T_{1/2} = 60.2$ дня) может быть получен в протон-индуцированных реакциях на обогащённых оловянных мишенях, главным образом посредством реакции ${}^{124}\text{Sn}(p, n){}^{124}\text{Sb}$. Данная реакция характеризуется сравнительно низким порогом (~1.4 МэВ) и достигает максимального сечения в области энергий протонов 8–10 МэВ, что делает её доступной для большинства медицинских и исследовательских циклотронов. Практическое применение этого метода, однако, ограничивается физическими свойствами материала мишени. Низкая температура плавления олова (~231.9°C) существенно ограничивает допустимую мощность протонного пучка, поскольку перегрев может привести к деформации или плавлению мишени и, как следствие, снижению достижимого выхода ${}^{124}\text{Sb}$.

Одним из эффективных способов преодоления данного ограничения является использование криогенного охлаждения. Применение жидкого азота позволяет существенно повысить эффективность теплоотвода во время облучения и поддерживать рабочую температуру мишени значительно ниже комнатной. Использование медной подложки с непосредственным тепловым контактом с резервуаром жидкого азота обеспечивает более эффективное рассеяние выделяемой мощности, повышает максимально допустимый ток пучка и позволяет проводить длительные облучения при более высоких интенсивностях. В результате возрастает выход ${}^{124}\text{Sb}$ и уменьшается вероятность термического повреждения мишени. Дополнительным преимуществом криогенного охлаждения является повышение стабильности работы мишени и сохранение высокой радионуклидной чистоты конечного продукта. Расчёты показывают, что при облучении обогащённых мишеней ${}^{124}\text{Sn}$ протонами с энергией 15–18 МэВ и токами свыше 20–30 мкА возможно получение нескольких гигабеккерелей ${}^{124}\text{Sb}$ в зависимости от продолжительности облучения и геометрии мишени.

Следует отметить, что ${}^{124}\text{Sb}$ востребован не только для создания фотонейтронных источников, но и для ряда других ядерно-физических применений. В частности, данный радионуклид широко используется для калибровки нейтронных детекторов в качестве хорошо охарактеризованного фотонейтронного

источника. Повышение удельной активности позволяет уменьшить массу конечного источника, что особенно важно при создании компактных нейтронных генераторов с малогабаритными бериллиевыми конвертерами. Таким образом, применение жидкого азота представляет собой сравнительно простой и экономически эффективный способ повышения производительности оловянных мишеней при наработке ^{124}Sb на циклотронах.

В настоящей работе представлены результаты измерения функции возбуждения реакции $^{124}\text{Sn}(p,n)^{124}\text{Sb}$ и оценки выхода ^{124}Sb на циклотроне C18/18 применительно к созданию компактного фотонейтронного источника на основе системы $^{124}\text{Sb}-^9\text{Be}$.

2. Экспериментальная методика

Эксперимент выполнен на выведенном протонном пучке циклотрона C18/18, расположенного на территории Национальной научной лаборатории имени А.И. Алиханяна (Ереванский физический институт, ННЛА). Для измерения функций возбуждения использовался метод многослойных фольг (stacked-foil technique) с последующим γ -спектрометрическим анализом наведённой активности.

В качестве основной мишени использовались высокочистые оловянные фольги (чистота 99.9%, ADVENT Research Materials, England) естественного изотопного состава ($^{112}\text{Sn} - 0.97$, $^{114}\text{Sn} - 0.66$, $^{115}\text{Sn} - 0.34$, $^{116}\text{Sn} - 14.54$, $^{117}\text{Sn} - 7.68$, $^{118}\text{Sn} - 24.22$, $^{119}\text{Sn} - 8.59$, $^{120}\text{Sn} - 32.58$, $^{122}\text{Sn} - 4.63$, $^{124}\text{Sn} - 5.79\%$). Толщина каждой оловянной фольги составляла 25 мкм. В стопку также входили медные фольги толщиной 25 мкм (чистота 99.9%, ADVENT Research Materials, England), использовавшиеся в качестве монитора для определения интенсивности протонного пучка, и алюминиевые фольги толщиной 50 мкм, служившие деградерами энергии. Стопка состояла из десяти повторяющихся комплектов типа Cu–Sn–Al. Энергетическое распределение протонов в каждой медной и оловянной фольге рассчитывали с использованием пакета SRIM/TRIM [12]. Энергия протонов и её погрешность в каждой оловянной и медной фольге стопки определялись по результатам статистического анализа энергетических спектров частиц, полученных моделированием Монте-Карло прохождения протонов через стопку, выполненным программой TRIM (Transport of Ions in Matter) пакета SRIM/TRIM [12]. При моделировании учитывалось также наличие технологического окна из титана (Ti) толщиной 50 мкм, предназначенного для отделения вакуума пучкопровода от окружающей среды. В результате потерь энергии протонов в материале технологического окна Ti и мониторинной фольги Cu начальная энергия на мишени из Sn составляла 16.98 МэВ. Комплект мишени облучался выведенным протонным пучком циклотрона C18/18 в течение 5 минут и токе пучка 1 мкА. Гамма-спектрометрический анализ облучённых фольг Sn и Cu проводился через 5 часов после окончания облучения с использованием сверхчистого германиевого детектора HPGe (CANBERRA), подключённого к системе обработки спектров GENIE 2000 [13]. Интенсивность протонного пучка определялась по мониторинной реакции $^{nat}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ посредством рекомендованных МАГАТЭ значений сечений [14]. Сечения образования наблюдаемых радионуклидов в диапазоне энергий протонов от порога реакции до 18 МэВ рассчитывались по стандартной методике, описанной в [15]. Основные характеристики распада и

спектрометрические параметры ^{124}Sb и ^{65}Zn , использованные в расчётах, взяты из базы данных NUDAT 3 и приведены в табл.1.

Табл.1. Характеристики распада и спектрометрические параметры нуклидов

Нук- лиды	Канал реакции	Порог реакции, МэВ	Период полу- распада $T_{1/2}$	Тип распада	E_γ , кэВ	I_γ , %
^{124g}Sb	$^{124}\text{Sn}(\text{p},\text{n})$	1.406	60.2 дня	β^- (100%)	602.726	97.8
					645.852	7.42
					722.782	10.76
					1690.971	47.57
					2090.93	5.49
$^{124m1}\text{Sb}$		1.443	20.2 мин	IT (100%)	-	-
$^{124m2}\text{Sb}$		1.417	93 с	IT (75.5%) β^- (25.5%)	498.4	25
					602.72	25
					645.82	25
^{65}Zn	$^{65}\text{Cu}(\text{p},\text{n})$	2.167	243.93 дня	β^- (100%)	1115.539	50.04

Поскольку образование ^{124}Sb в природном олове обусловлено исключительно реакцией на изотопе ^{124}Sn , дальнейший анализ проведён в предположении обогащённой мишени ^{124}Sn . Результаты приведены с учётом природного содержания ^{124}Sn (5.79%). Обогащённые мишени ^{124}Sn с изотопной чистотой порядка 95% являются коммерчески доступными и широко применяются для подавления вкладов побочных ядерных реакций на других изотопах олова. При использовании обогащённой мишени ^{124}Sn радионуклидная чистота получаемого ^{124}Sb практически обеспечивается автоматически. В диапазоне энергий протонов до 18 МэВ единственным существенным каналом образования ^{124}Sb является реакция $^{124}\text{Sn}(p,n)^{124}\text{Sb}$. Основной конкурирующей реакцией является $^{124}\text{Sn}(p,3n)^{122}\text{Sb}$, характеризующаяся значительно более высоким порогом (16.95 МэВ). Вследствие этого интегральный выход ^{124}Sb формируется преимущественно в энергетическом диапазоне 5–16 МэВ, где вклад побочных радионуклидов остаётся минимальным.

Измеренное сечение соответствует полному выходу ^{124}Sb , поскольку к моменту спектрометрических измерений метастабильные состояния $^{124m1}\text{Sb}$ и $^{124m2}\text{Sb}$ практически полностью распадаются в основное состояние посредством изомерного перехода (IT) (см. табл.1).

Теоретические функции возбуждения реакции $^{124}\text{Sn}(p,n)^{124}\text{Sb}$ рассчитаны с использованием кодов TALYS 2.0 [16] и EMPIRE 3.2 [17] с параметрами по умолчанию. Обоснованность данного подхода подтверждается результатами ранее опубликованного исследования [18], согласно которому в диапазоне энергий протонов до 20 МэВ расчётные сечения слабо зависят от выбора конкретных моделей ядерных реакций.

Экспериментально полученные функции возбуждения представлены на рис.2 совместно с результатами вычислений, выполненных с использованием

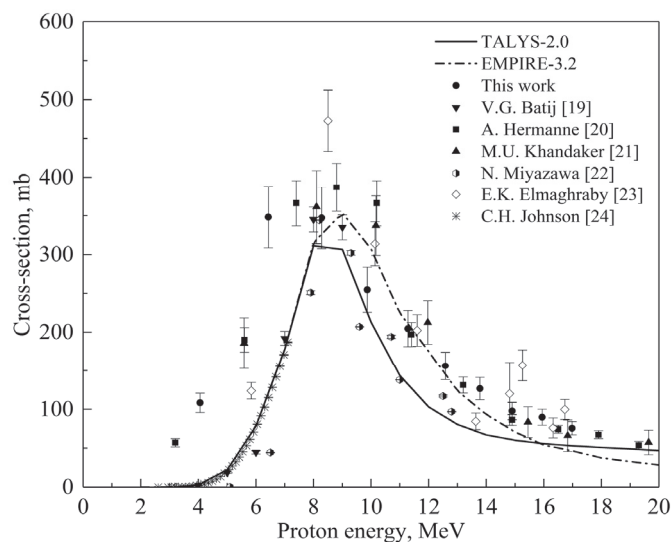


Рис.2. Измеренные функции возбуждения для реакции $^{124}\text{Sn}(p,n)^{124}\text{Sb}$ совместно с данными [19–24] и теоретическими вычислениями посредством кодов TALYS 2.0 и EMPIRE 3.2.

кодов TALYS 2.0 и EMPIRE 3.2, а также с экспериментальными данными, доступными в базе EXFOR [19–24].

Как следует из рис.2, измеренные сечения хорошо согласуются в пределах экспериментальных неопределённостей как с ранее опубликованными данными, так и с теоретическими расчётами, выполненными указанными кодами. Активность каждого тонкого слоя фольги в зависимости от энергии протонов определялась посредством стандартного соотношения, приведённого в работе [25]. В табл.2 приведены экспериментально определённые значения сечений и соответствующие активности для образования ^{124}Sb в тонких мишенях в зависимости от энергии протонов.

Неопределённость измеренных поперечных сечений оценивалась путем квадратичного суммирования неопределённостей, обусловленных толщиной

Табл.2. Поперечные сечения и активности для тонких мишеней нуклида ^{124}Sb

Энергия протонов, МэВ	Сечение, мб	Активность, мкКи/(мкА ч)
4.06±0.75	108.36±12.37	2.60±0.30
6.43±0.64	348.11±39.75	8.35±0.95
8.28±0.59	347.11±39.64	8.33±0.95
9.87±0.55	254.74±29.09	6.11±0.70
11.28±0.57	204.59±23.36	4.91±0.56
12.58±0.41	156.22±17.84	3.75±0.43
13.78±0.46	126.65±14.46	3.04±0.35
14.90±0.45	97.76±11.16	2.34±0.27
15.94±0.70	89.84±10.26	2.15±0.25
16.98±0.35	75.64±8.64	1.81±0.21

фольги (1%), потоком падающих протонов (5%), расчетной эффективностью детектора (5%), определением площадей фотопиков гамма-линий (1–7%) и абсолютной интенсивностью используемых гамма-лучей (1–2%). Общая неопределенность измерений поперечных сечений находилась в диапазоне 8–11%.

Для прикладных задач особый интерес представляет интегральный выход (Thick Target Yield, TTY) конечного радионуклида. Интегральный выход рассчитывался согласно выражению [26]:

$$\text{TTY}(E) = \frac{N_A \lambda}{Aze} \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \frac{\sigma(E)}{dE/dx(E)} dE, \quad (2)$$

где $\sigma(E)$ – сечение ядерной реакции при энергии E ; $E_{\max}$ и $E_{\min}$ – максимальная и минимальная энергии протонов (в случае TTY $E_{\min}$ соответствует порогу реакции); dE/dx – тормозная способность протонов в материале мишени; N_A – число Авогадро (6.02214×10^{23} моль $^{-1}$); λ – постоянная распада радионуклида $\lambda = \ln 2/T_{1/2}$ (ч $^{-1}$); z – заряд налетающей частицы; e – элементарный заряд (1.602177×10^{-19} Кл); A – атомная масса мишени.

Интегральный выход определялся численным интегрированием вкладов активности по последовательным тонким слоям мишени. Дополнительно TTY для ^{124}Sb был вычислен теоретически с использованием кода TALYS 2.0.

На рис.3 представлены экспериментально полученные значения интегрального выхода ^{124}Sb , а также результаты расчётов посредством TALYS 2.0 и литературные данные [21, 27].

Наблюдается хорошее согласие между экспериментальными результатами и теоретическими расчётами, выполненными с применением кода TALYS 2.0. В то же время данные работ [21, 27] в области энергий протонов выше 12 МэВ систематически превышают как результаты настоящих измерений, так и теоретические оценки.

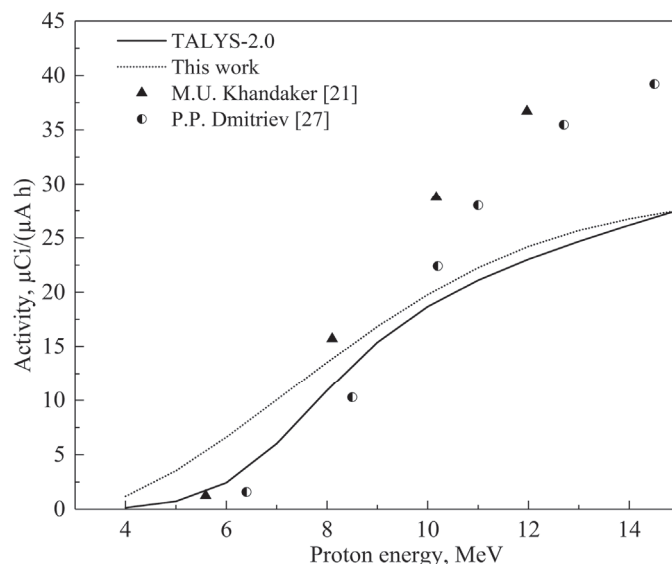


Рис.3. Измеренный интегральный выход нуклида ^{124}Sb для толстой мишени совместно с экспериментальными данными [21, 27] и вычисленными посредством кода TALYS 2.0.

3. Обсуждение

Традиционно используемый (γ, n) – источник нейтронов на основе ^{124}Sb , получают путём активации природной сурьмы в потоке тепловых нейтронов с последующим размещением активированного материала в бериллиевую оболочку, выполняющую роль фотонейтронного конвертера. В процессе облучения образуются радионуклиды ^{124}Sb ($T_{1/2} = 60.2$ дня), так и ^{122}Sb ($T_{1/2} = 2.7$ дня). Для подавления вклада короткоживущего ^{122}Sb активированный материал перед использованием выдерживается более десяти периодов полураспада, что обеспечивает преимущественное содержание долгоживущего компонента.

В работе [28] зарегистрирован нейтронный поток в диапазоне энергий 20–25 кэВ интенсивностью 5.36 ± 0.20 н/(см² с), сопровождаемый γ -поток 213 ± 6 γ /(см² с), нормированный на активность источника ^{124}Sb в 1 ГВк. Источник был получен облучением высокочистой (>99.999%) металлической сурьмы в реакторе TRIGA (University of California, Davis/McClellan Nuclear Research Center).

Как показано в настоящей работе (рис.3 и табл.2), облучение обогащённой мишени ^{124}Sn протонным пучком циклотрона C18/18 обеспечивает интегральную активность ^{124}Sb порядка 27 мКи/(мкА ч). Таким образом, достижение активностей, необходимых для практических применений, требует увеличения тока пучка и/или длительности облучения.

Однако реализация таких режимов ограничена тепловыми нагрузками и низкой температурой плавления олова. В стандартной конфигурации мишенного узла NIRTA Solid Compact для циклотрона C18/18 [29] охлаждение мишени осуществляется фронтальным потоком гелия и тыльным водяным охлаждением при давлении 8 бар. При таких условиях максимальная рассеиваемая тепловая мощность составляет около 500 Вт. При энергии протонов 18 МэВ это соответствует предельному току порядка $I_p \approx 27$ мкА, тогда как циклотрон способен обеспечивать ток до 100 мкА.

Для преодоления данного ограничения рассматривается применение криогенного охлаждения мишени жидким азотом (LN_2). Подача LN_2 непосредственно в зону мишени обеспечивает интенсивный теплоотвод за счёт высокой разности температур и фазовых переходов при $\sim 77^\circ\text{K}$, что позволяет существенно снизить рабочую температуру системы. Использование жидкоазотного охлаждения обеспечивает следующие преимущества: эффективное снижение тепловой нагрузки на мишень; поддержание температуры ниже точки плавления олова даже при повышенных токах; уменьшение окисления за счёт вытеснения кислорода и влаги; повышение стабильности работы мишени при длительном облучении.

Альтернативные подходы к снижению тепловой нагрузки рассматривались в эксперименте NUMEN [30], где для улучшения теплоотвода применялись подложки из пиролитического графита с высокой теплопроводностью (до ~ 2000 Вт/(м К) в плоскости слоёв). Однако выраженная анизотропия теплопроводности и зависимость свойств от технологии изготовления ограничивают универсальность данного решения.

Проблема теплоотвода в мишенях циклотронной наработки радионуклидов также обсуждалась в публикации МАГАТЭ [31], где показано, что использование жидкого азота может быть технически реализовано при расходе порядка 5–7 л/ч,

что делает данный подход экономически и инженерно осуществимым для систем дополнительного охлаждения.

В работе [32], выполненной в ААНЛ, представлен теплофизический расчет процессов охлаждения твердотельной мишени методом конечных элементов (МКЭ) на базе программы ANSYS [33]. Для облучения пучком протонов циклотрона С18/18 твердотельных мишеней было рассмотрено использование медной подложки. Высокая теплопроводность меди (≈ 400 Вт/(м К)) обеспечивает эффективный отвод тепла от активного слоя, снижая риск локального перегрева и плавления. Дополнительными преимуществами являются механическая прочность, хорошая адгезия олова и совместимость с криогенными режимами, что делает медь перспективным материалом подложки для высоконагруженных мишеней.

На рис.4 схематически представлена система жидкоазотного LN₂ охлаждения мишени. Предложенная интеграция системы охлаждения в циклотрон С18/18 позволит проводить облучение при повышенных токах и увеличенной длительности экспозиции без нарушения целостности оловянной мишени. В таких условиях достигается активность порядка 0.2 ГВк ¹²⁴Sb, что соответствует нейтронному потоку порядка 1 н/(см² с). Полученные результаты подтверждают реализуемость применения криогенного охлаждения для обеспечения стабильной работы фотонейтронного источника и его использования в задачах калибровки нейтронных детекторов.

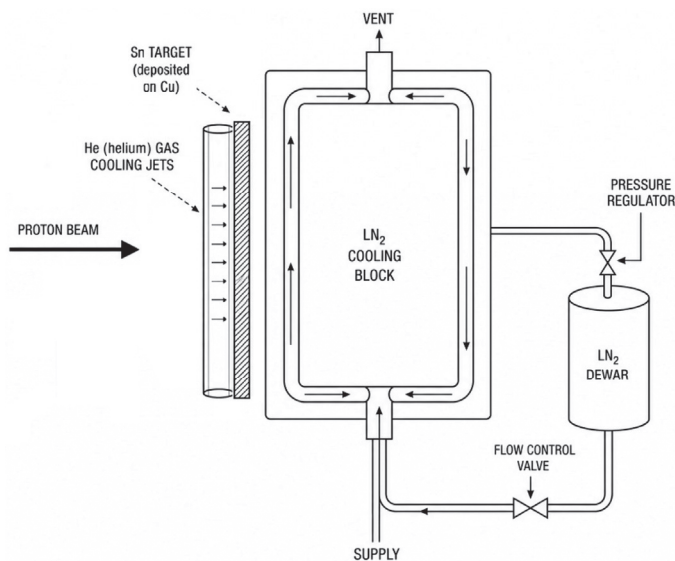


Рис.4. Схема системы охлаждения мишени.

4. Заключение

Функция возбуждения реакции ¹²⁴Sn(p,n)¹²⁴Sb и интегральный выход радионуклида ¹²⁴Sb были измерены на выведенном протонном пучке циклотрона С18/18 с использованием активационного метода. Полученные результаты подтверждают возможность реализации компактного источника нейтронов на основе системы ¹²⁴Sb-⁹Be.

Показано, что вследствие относительно низкой температуры плавления

олова (231.9°C) применение традиционного водяного охлаждения ограничивает максимально достижимый ток пучка и допустимую длительность облучения, что приводит к снижению наработки ^{124}Sb в стандартных мишенных системах циклотрона. Для устранения указанного ограничения предложено использование медной подложки в сочетании с жидкоазотным охлаждением. Данный подход обеспечивает эффективный теплоотвод, сохранение целостности оловянного слоя при длительном облучении и возможность работы при повышенных токах пучка без деградации мишени. При оптимизированных режимах облучения достигаемая активность ^{124}Sb составляет порядка 0.2 ГБк, что соответствует нейтронному потоку порядка 1 н/(см² с). Указанный уровень потока является приемлемым для калибровки нейтронных детекторов.

Предложенный подход к криогенному охлаждению расширяет технологические возможности протон-индуцированного получения ^{124}Sb и обеспечивает практическую основу для реализации стабильного квазимоноэнергетического нейтронного источника с энергией около 24 кэВ на основе системы ^{124}Sb – ^9Be .

Авторы выражают благодарность обслуживающему персоналу циклотрона C18/18 за обеспечение стабильного пучка во время облучения.

Работа выполнена при поддержке Комитета по высшему образованию и науке Министерства образования, науки, культуры и спорта Республики Армения (MESCS RA) в рамках исследовательских проектов № 21T-1C095 и № 23LCG-1C008.

ЛИТЕРАТУРА

1. National Nuclear Data Center (NNDC), <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/>.
2. ENDF/B-VIII.0 Evaluated Nuclear Data Library, <https://www.nndc.bnl.gov/endf-b8.0/>.
3. **Н.Н. Моисеев, Е.М. Круглов, А.В. Дидык.** Измерительная техника, **7**, 54 (2021).
4. JENDL Photonuclear Data File (2016), <https://www.nndc.jaea.go.jp/ftpnd/jendl/jendl-pd-2016.html>.
5. **C.W. Arnold, T.B. Clegg, C. Liadis, H.J. Karwowski, G.C. Rich, J.R. Tompkins, C.R. Howell.** Phys. Rev. C, **85**, 044605 (2012).
6. **H. Utsunomiya, Y. Yonezawa, H. Akimune, T. Yamagata, M. Ohta.** Phys. Rev. C, **63**, 018801 (2000).
7. **M. Fujishiro, T. Tabata, K. Okamoto, T. Tsujimoto.** Canadian J. Phys., **60**, 1672 (1982).
8. **A. Moussavi-Zarandi.** Appl. Radiat. Isot., **66**, 158 (2008).
9. **K. Nishimura, S. Ogawa, T. Tsutiya.** J. Nuclear Science and Technology, **16**, 546 (1979).
10. **K. Tanaka, T. Kajimoto, Y. Sakurai, G. Bengua, S. Endo.** Appl. Radiat. and Isotopes, **164**, 109227 (2020).
11. **M. Golshanian, A.A. Rajabi, Y. Kasesaz.** Nuc. Instruments and Methods in Physics Research Sect. A, **835**, 182 (2016).
12. **J.F. Ziegler, J.P. Biersack, M.D. Ziegler,** www.SRIM.org.
13. GENIE-2000 Basic Spectroscopy S500, <https://genie-2000-basic-spectroscopy-s500.software.informer.com>.
14. **A. Hermanne et al.** Nucl. Data Sheets, **148**, 338 (2018).
15. **K. Kim, M.U. Khandaker, H. Naik, G. Kim.** NIM B, **322**, 63 (2014).
16. **A. Koning, S. Hilaire, S. Goriely.** TALYS-2.0: Simulation of nuclear reactions. 2023, <https://nds.iaea.org/talys/tutorials/talys>.
17. **M. Herman, R. Capote, M. Sin, A. Trkov et al.** EMPIRE-3.2 Malta modular system for

- nuclear reaction calculations and nuclear data evaluation, August 19 (2015), <http://www.nndc.bnl.gov/empire/main.html>.
18. **A.Yu. Petrosyan.** J. Contemp. Phys., **60**, 8 (2025).
 19. **V.G. Batij, E.A. Skakun.** Conf. Nucl. Spectroscopy Nucl. Struct., **41**, 248 (1991).
 20. **A. Hermanne, F. Tarkanyi, F. Ditroi, S. Takacs, R.A. Rebeles, M.S. Uddin, M. Hagiwara et al.** Nucl. Instrum. Methods in Physics Res., Sect. B, **247**, 180 (2006).
 21. **M.U. Khandaker, K. Kim, K.-S. Kim, M. Lee, Y.S. Lee, G. Kim, Y.-S. Cho, Y.-O. Lee.** Nucl. Instrum. Methods in Physics Res., Sect. B, **267**, 23 (2009).
 22. **N. Miyazawa, M. Uesugi, A. Yokoyama.** Radiochim. Acta., **109(6)**, 453 (2021).
 23. **E.K. Elmaghraby, S.A. Said, F.I. Asfour.** Appl. Rad. Isotopes, **67**, 147 (2009).
 24. **C.H. Johnson, J.K. Bair, C.M. Jones, S.K. Penny, D.W. Smith.** Phys. Rev. C, **15**, 196 (1977).
 25. **O. Lebeda, M. Fikrle.** Applied Radiation and Isotopes, **68**, 2355 (2010).
 26. **M. Sitarz, E. Nigron, A. Guertin, F. Haddad, T. Matulewicz.** Instruments, **3**, 7 (2019).
 27. **P.P. Dmitriev, I. O. Konstantinov.** Atomic Energy, **75**, 5 (1993).
 28. **A. Biekert, C. Chang, L. Chaplinsky, C.W. Fink, W.D. Frey, M.G.-Sciveres, W. Guo, et al.,** J. Instrumentation, **18**, P07018 (2023).
 29. Nirta Solid Compact Model TS06 Operating Manual, ELEX COMMERCE, Belgrade, Serbia, 2010.
 30. **F. Iazzi, S. Ferrero, R. Introzzi, F. Pinna, L. Scaltrito, D. Calvo, M. Fisichella et al.** WIT Transactions on Engineering Sciences, **116**, 61 (2017).
 31. Cyclotron based production of technetium-99m. IAEA Vienna, 2017. UDC 621.039.574.5 | STI/PUB/1743.
 32. **G.S. Harutyunyan.** J. Contemp. Phys., **51**, 102 (2016).
 33. ANSYS Engineering Simulation Software, <http://www.ansys.com/>.

OBTAINING OF A QUASI-MONOENERGETIC NEUTRON FLUX IN THE ^{124}Sb – ^9Be SYSTEM AT THE C18/18 CYCLOTRON

R.V. AVETISYAN, YU.H. GHARIBYAN, H.A. MKRTCHYAN,
A.YU. PETROSYAN, I.A. KERBYAN

The possibility of developing a quasi-monoenergetic 24 keV neutron source for neutron detector calibration based on the ^{124}Sb – ^9Be system was investigated. In this system, γ -rays emitted during the decay of ^{124}Sb induce photonuclear reactions in beryllium, producing neutrons with energies close to 24 keV. The production of ^{124}Sb at the C18/18 cyclotron via the $^{124}\text{Sn}(p,n)^{124}\text{Sb}$ reaction on an enriched tin target was also considered. The low melting point of tin (231.9°C) significantly limits the allowable beam power when conventional water cooling is employed. To overcome this limitation, a target design incorporating a copper backing and liquid-nitrogen cooling was proposed. This configuration provides efficient heat removal and ensures reliable target operation during prolonged irradiation with a high-intensity proton beam. The achievable yields of ^{124}Sb were estimated using experimental data and theoretical calculations performed with the TALYS 2.0 and EMPIRE 3.2 nuclear reaction codes. The obtained results confirm the technical feasibility of developing a compact quasi-monoenergetic 24 keV neutron source and demonstrate the crucial role of cryogenic cooling in ensuring reliable production of the ^{124}Sb radionuclide.