

Импульсный нейтронный источник на протонном пучке Московской мезонной фабрики

© Ю.В. Рябов, М.И. Грачев, Д.В. Каманин, Е.А. Кузнецова*, В.Л. Кузнецов,
Э.А. Коптелов, О.Н. Либанова, В.С. Литвин, В.Н. Матушко, В.И. Разин,
Р.А. Садыков, Н.М. Соболевский, В.А. Федченко

Институт ядерных исследований РАН,
Москва, Россия

* Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна, Московская обл., Россия

E-mail: ryabov.inr.ru

На Московской мезонной фабрике ИЯИ РАН осуществляются работы по сооружению и совершенствованию нового импульсного нейтронного источника на основе устройства гашения пучка. Нейтроны генерируются в spallation-процессе на вольфрамовой мишени с водяным охлаждением протонным пучком с энергией 209 MeV. После водяного замедлителя (3 см) нейтроны направляются в три горизонтальных и один вертикальный каналы длиной от 4 до 50 м. Стандартная длительность протонного импульса ускорителя составляет 60 μ s. Средний ток протонов в настоящее время достигает 150 μ A при частоте следования 50 Hz, а флюенс нейтронов в мишени — $0.9 \cdot 10^{15}$ n/s, что соответствует требованиям к интенсивности современных импульсных нейтронных источников.

1. Введение

В последние десятилетия все больше нейтронных импульсных источников, как действующих, так и проектируемых, используют сильноточные пучки протонов на энергии 150–1300 MeV. Источниками протонов могут служить как линейные ускорители, так и релятивистские циклотроны [1,2]. Это направление по созданию импульсных нейтронных источников заслуженно считается наиболее перспективным. По современным представлениям именно на сильноточных протонных пучках в реакции (p, xn) можно получить: а) наибольшие потоки нейтронов при относительно малом энерговыделении на один генерируемый нейтрон (энерговыделение в 3–5 раз меньше, чем в реакции деления, и в 30–50 раз меньше, чем в фотоядерных реакциях ($e-\gamma-n$)); б) наиболее широкий энергетический спектр генерируемых нейтронов (от тепловых энергий до энергий, близких к энергии первичного протонного пучка); в) регулируемый в широких пределах интервал длительностей нейтронных импульсов (от наносекунд до сотен микросекунд); г) относительно низкий фон наведенного гамма-излучения из мишени по сравнению с линейными электронными ускорителями и стационарными реакторами, составляющий 0.3 MeV/n.

Кроме того, следует отметить, что импульсные нейтронные источники на основе реакций (p, xn) и ($e-\gamma-n$) являются наиболее перспективными в спектрометрах по времени пролета для получения высокоинтенсивных нейтронных импульсов с длительностями: для медленных нейтронов — от 1 до 100 μ s, для резонансных нейтронов — от 1 ns до 1 μ s, для быстрых нейтронов — от 100 ps до 1 ns, эффективно используемых как в области физики конденсированного состояния, так и в исследованиях структуры атомных ядер. Но по оценкам предельная пиковая плотность потока быстрых нейтро-

нов с поверхности мишени нейтронных источников на основе реакции (p, nx) может достигать $3 \cdot 10^{21}$ n/cm²/s, а на основе реакции ($e-\gamma-n$) — только $2 \cdot 10^{18}$ n/cm²/s. Достигнутые же на практике к настоящему времени пиковые плотности нейтронных потоков на поверхностях мишеней равняются $\sim 2 \cdot 10^{18}$ и $\sim 1 \cdot 10^{15}$ n/cm²/s соответственно [3]. Очевидно, что нейтронные источники на основе реакции (p, xn) имеют значительные резервы для дальнейшего увеличения плотности потока нейтронов с поверхности мишени.

Современные нейтронные времяпролетные спектрометры на основе импульсных источников с протонными драйверами состоят из трех основных частей: протонного (линейного или циклического) сильноточного ускорителя, нейтронообразующей мишени из неделящегося или делящегося материала и вакуумированных каналов нейтронного излучения для обеспечения пролетной базы.

2. Линейный ускоритель

Линейный ускоритель ускоряет ионы водорода (протоны и H⁻) и является базовой установкой Московской мезонной фабрики (ММФ). В настоящее время он имеет параметры, представленные в таблице.

Параметры протонного пучка ускорителя ИЯИ РАН

Параметр	Сегодня	В перспективе
Энергия протонов, MeV	209	500
Импульсный протонный ток, mA	16	30
Частота протонных импульсов, Hz	50	100
Длительность протонных импульсов, μ s	0.25–200	0.25–200
Средний ток протонов, μ A	150	350

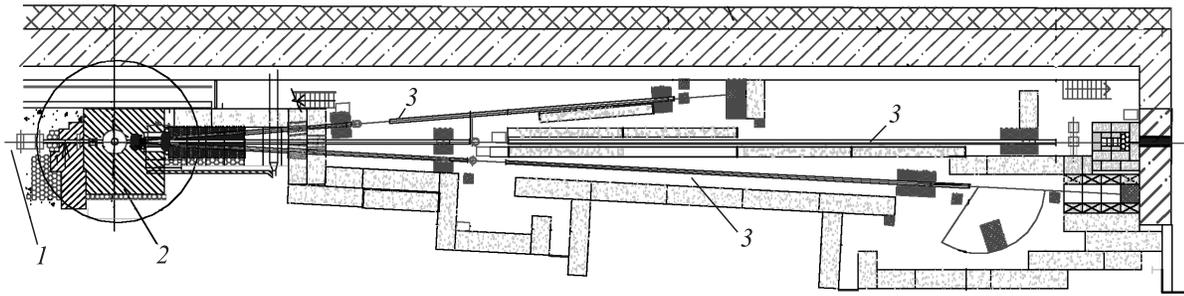


Рис. 1. Схема TOF-спектрометра „РАДЭКС“. 1 — протонный пучок, 2 — импульсный нейтронный источник в защите, 3 — три времяпролетных канала с экспериментальными зонами и ловушками пучка в конце (кроме вертикального канала).

3. Новый импульсный нейтронный источник ММФ

По проекту ММФ в зале экспериментального комплекса сооружена ловушка протонного пучка РАДЭКС (RADEX — RADiation EXperiment), предназначенная для испытания материалов в высокоинтенсивных радиационных полях. В настоящее время она модифицирована в импульсный нейтронный источник для проведения исследований по методу времени пролета (TOF-спектрометр).

TOF-спектрометр состоит из следующих основных частей [4].

1) Вольфрамовая мишень, оптимизированная для поглощения протонного пучка с энергией до 500 МэВ при среднем токе до 350 мкА.

2) Водяной замедлитель для формирования нейтронного спектра в области тепловых и эпитепловых нейтронов толщиной 3 см.

3) Вакуумные каналы (три горизонтальных и один вертикальный) для организации времяпролетных измерений.

4) Ловушки нейтронных пучков, расположенные в конце каждого канала.

5) Биологическая защита нейтронного источника и экспериментальных зон.

6) Детектирующая аппаратура и система сбора, накопления и обработки экспериментальной информации.

Имеются шесть экспериментальных зон на пролетных расстояниях 10, 20, 30 и 50 м для размещения установок (рис. 1). Для проведения исследований по времени пролета структура нейтронного пучка должна соответствовать требованиям эксперимента. Нейтронные импульсы должны иметь малую длительность для получения высокого энергетического разрешения и относительно малую частоту, чтобы избежать наложения рециклических нейтронов. Поэтому режимы работы нейтронного спектрометра должны различаться в области тепловых, медленных и резонансных нейтронов, т.е. для исследований структуры атомных ядер и исследований конденсированного состояния. В первом случае длительность импульса должна быть 0.25–1 мкс,

а во втором — на два порядка больше. С помощью формирователя протонного сгустка в инжекторе ускорителя можно плавно изменять длительность импульса протонов с соответствующим пропорциональным изменением флюенса нейтронов в мишени (рис. 2). В штатном режиме работы ускорителя (длительность протонного импульса 60 мкс) максимальный флюенс нейтронов испарительного и каскадного спектров в мишени в настоящее время достигает $0.9 \cdot 10^{15}$ н/с. Расчет показывает, что на поверхности замедлителя плотность потока нейтронов с энергией от тепловой до 100 кеВ достигает $\sim 2 \cdot 10^{11}$ н/с/см². Эти расчетные данные были подтверждены экспериментально в измерениях плотности нейтронного потока на поверхности мишени. Использовался метод активационного анализа облученных нейтронами образцов с различной энергетической зависимостью активационного сечения от энергии нейтронов, которые помещались непосредственно на поверхность мишени в вертикальном канале нейтронного источника. Оцененная плотность нейтронного потока

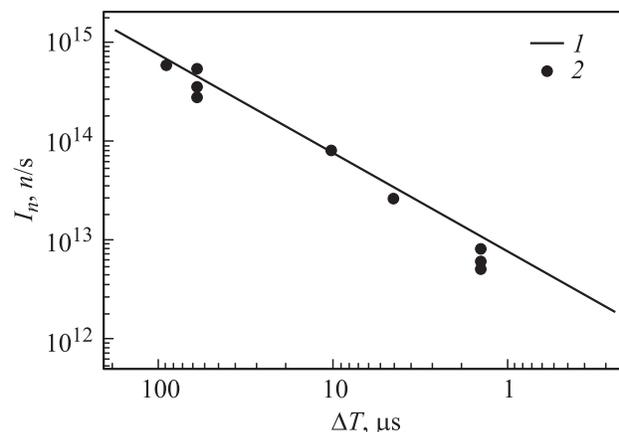


Рис. 2. Зависимость флюенса нейтронов в вольфрамовой мишени импульсного нейтронного источника „РАДЭКС“ от длительности сформированного импульса первичного протонного пучка. 1 — средняя интенсивность нейтронов и вольфрамовой мишени (расчет), 2 — измеренный флюенс нейтронов для некоторых длительностей сформированного протонного импульса линейного ускорителя.

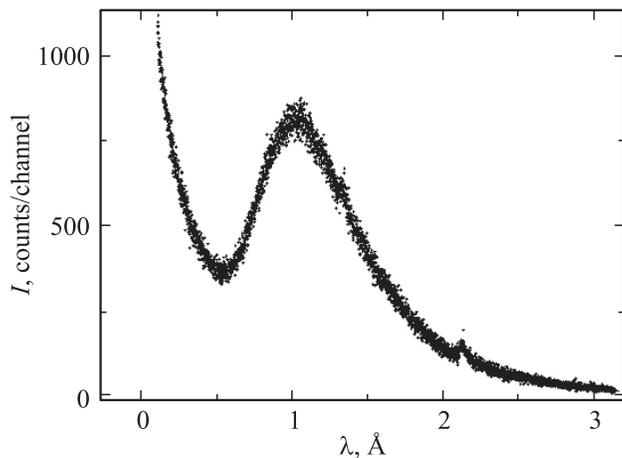


Рис. 3. Спектр рассеяния нейтронов на ванадии, полученный методом времени пролета. Максимум потока тепловых нейтронов приходится на $\lambda = 1.1 \text{ \AA}$.

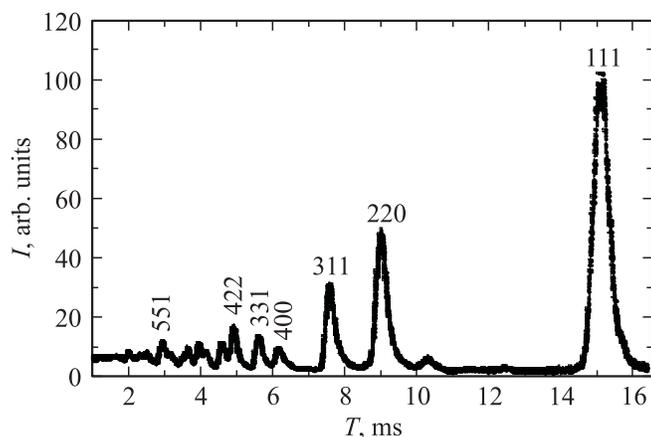


Рис. 4. Времяпролетный спектр рассеяния нейтронов на порошке синтетического алмаза, нормированный на спектр ванадия. Над пиками Брэгга указаны индексы Миллера.

равна $\sim 2.5 \cdot 10^9 \text{ n/cm}^2/\text{s/sr}$, что соответствует флюенсу испарительных нейтронов в мишени $\sim 7.5 \cdot 10^{12} \text{ n/s}$ для среднего протонного тока $0.5 \mu\text{A}$. Следует отметить, что реальный флюенс нейтронов больше на 9% за счет вклада каскадных нейтронов, который не может быть оценен используемым методом [5].

Исследование параметров TOF-спектрометра проводилось на центральном горизонтальном канале на пролетном расстоянии 20 и 50 м. Зависимость плотности потока нейтронов от длительности протонного импульса (рис. 2) измерялась с помощью плоской сборки из семи гелиевых нейтронных счетчиков СНМ-18, перекрывающей пучок диаметром 194 мм. Форма нейтронного импульса в момент сброса протонного импульса длительностью до $5 \mu\text{s}$ аппроксимируется гауссианом, что является хорошим условием для использования современных методов анализа экспериментальных результатов („метод формы“) при исследованиях нейтрон-

ядерных взаимодействий. При больших длительностях протонного импульса форма импульса генерируемых нейтронов прямоугольна. На рис. 2 показаны результаты измерений флюенса нейтронов в мишени при различных длительностях сформированного в линейном ускорителе протонного импульса. В области длинных (более $30 \mu\text{s}$) протонных импульсов „РАДЭКС“ не уступает по своим параметрам и, главное, по флюенсу нейтронов современным действующим импульсным источникам. Как правило, такие режимы работы импульсных нейтронных источников применяются для исследований в области физики конденсированного состояния. В области резонансных нейтронов, в которой в основном проводятся исследования структуры ядерных уровней и где необходимо высокое энергетическое разрешение и, следовательно, короткий нейтронный импульс (менее $1 \mu\text{s}$), „РАДЭКС“ пока уступает лучшим времяпролетным спектрометрам, использующим накопители-группирователи [6].

Для того чтобы оценить возможности проведения исследований в области физики конденсированного состояния на двадцатиметровом пролетном расстоянии, были измерены нейтронограммы ряда тестовых образцов. В нейтронном дифрактометре использовались блоки неподвижных гелиевых нейтронных счетчиков СНМ-17, снабженных кадмиевыми коллиматорами. Расстояние между образцом и детектором составляло 30 см, угловой размер детекторов — 4° . Образцы в виде порошков располагались в цилиндрических алюминиевых кюветах диаметром 11 мм и высотой 60 мм. Для нормировки был также измерен спектр некогерентного рассеяния нейтронов на ванадии (рис. 3), из которого видно, что максимум потока тепловых нейтронов приходится на 1.1 \AA . Для оценки разрешения будущих нейтронографических установок была измерена нейтронограмма порошка синтетического алмаза. Полученный спектр, нормированный на ванадий, представлен на рис. 4. Все приведенные спектры были измерены для угла рассеяния 90° при длительности протонных импульсов $123 \mu\text{s}$ и частоте следования 50 Hz . Из ширины пиков Брэгга была получена оценка энергетического разрешения нейтронного дифрактометра, которая не превышает 2%, что не уступает разрешениям дифрактометров, используемых на современных импульсных нейтронных источниках (например, ДН-2 и ДН-12 на ИБР-2 ЛНФ ОИЯИ [7]). Плотность потока тепловых нейтронов, достигнутая на двадцатиметровом пролетном расстоянии, при длительности протонного импульса $50 \mu\text{s}$ и среднем протонном токе $23 \mu\text{A}$ составляет $\sim 10^5 \text{ n/cm}^2/\text{s}$, что примерно в 50 раз ниже, чем на таком же пролетном расстоянии ИБР-2 при длительности импульса нейтронов $245 \mu\text{s}$. Следует отметить, что стандартный режим эксплуатации импульсного нейтронного источника „РАДЭКС“ ориентирован на средние токи протонов выше $50 \mu\text{A}$, и поэтому даже при относительно низкой энергии первичного протонного пучка оптимизация условий измерений, в частности уменьшение пролетного расстояния до 10 м и длительности импульса протонов до 20–30 μs (увели-

чение плотности нейтронного потока и энергетического разрешения), а также оснащение каналов зеркальными нейтроноводами, позволит обеспечить условия измерений, сравнимые с достигнутыми на ИБР-2 [8].

4. Заключение

На импульсном источнике нейтронов „РАДЭКС“ уже в настоящее время можно успешно проводить исследования в области физики конденсированного состояния. При повышении энергии и тока протонного пучка до параметров, приведенных в таблице, существенно расширятся возможности нейтронного времяпролетного спектрометра для проведения исследований как в области физики конденсированного состояния, так и в области ядерной физики, а ввод в строй накопителя поставит его в число лучших действующих импульсных нейтронных источников.

Авторы выражают глубокую благодарность академикам В.А. Матвееву и В.М. Лобашеву за поддержку данного проекта, а также коллективу отдела эксплуатации за обеспечение требуемых параметров работы протонного ускорителя.

Список литературы

- [1] P.W. Lisowski, C.D. Bowman, G.J. Russell, S.A. Wender. Nucl. Sci. Eng. **106**, 208 (1990).
- [2] А.М. Балагуров. Физика элементар. частиц и атом. ядра **23**, 1088 (1992).
- [3] В.Н. Орлов. Атом. техника за рубежом **2**, 14 (1980).
- [4] Ю.В. Рябов, М.И. Грачев, Э.А. Коптелов, В.А. Федченко. Тр. Междунар. науч.-техн. конф. „Исследовательские реакторы в 21 веке“. НИКИЭТ, М. (2006). С. 153.
- [5] Yu.V. Ryabov, G.K. Matushko, V.N. Slastnikov. Z. Phys. A **311**, 363 (1983).
- [6] J.M. Carpenter. Nucl. Instrum. Meth. **146**, 91 (1977).
- [7] S.G. Vasilovsky, V.V. Sikolenko, A.I. Beskrovny, A.V. Belushkin, I.N. Flerov, A. Tressaud, A.M. Balagurov. Z. Kristallogr. **23** (Suppl.), 467 (2006).
- [8] В.Л. Аксенов, А.М. Балагуров. УФН **166**, 955 (1996).