

3. Гончаров В.В., Глухов А.М., Егоренков П.М. и др. Создание ТВС типа ИРТ-ЗМ для бассейновых реакторов и опыт их использования. Труды совещания специалистов по обмену опытом реконструкции исследовательских реакторов в странах — членах СЭВ. Москва, 22—25 июня 1982.
4. Бушуев А.В., Зубарев В.Н., Кожин А.Ф. и др. Экспериментально-расчетное исследование поля энерговыделения и выгорания топлива ИРТ. — Атомная энергия, 2000, т. 88, вып. 6, с. 426—431.

Поступила в Редакцию 23.01.02

УДК 539.125.5:621.384.6

МАЛОГАБАРИТНЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ С ЛАЗЕРНЫМ ИОННЫМ ИСТОЧНИКОМ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ НЕЙТРОНОВ

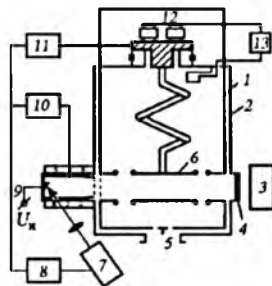
Козловский К.И., Симановский М.Ф., Цыбин А.С. (МИФИ), Ржевский А.В.
(Самарский центр стандартизации, метрологии и сертификации),
Шиканов А.Е. (ФГУП по ядерной геофизике и геохимии «ВНИИЯГГ»)

Для некоторых ядерно-физических экспериментов и экспрессного элементного анализа вещества путем многоканальной амплитудной или временной спектрометрии γ -квантов, образуемых при нейтронной активации, неупругом рассеянии или радиационном захвате, требуются малогабаритные радиационно безопасные генераторы, работающие в импульсно-периодическом режиме и излучающие в полный телесный угол нейтронный поток 10^8 — 10^{11} с $^{-1}$ при непрерывном ресурсе 300—500 ч. Создание нейтронных генераторов, обеспечивающих поток больше 10^{10} с $^{-1}$, идет по пути использования сильноточных источников дейтронов, повышения ускоряющего напряжения, совершенствования нейтронообразующих мишеней устройств. Однако трудно увеличить напряжение в традиционных ускорителях на основе высоковольтных трансформаторов, электростатических генераторов или специальных формирующих линий при сохранении малых габаритов прибора. Поэтому генераторы нейтронов с потоком на уровне 10^{11} с $^{-1}$ и выше представляют собой стационарные крупногабаритные установки [1].

Одним из перспективных технических решений, реализующих интенсивные и сравнительно малогабаритные нейтронные генераторы, является резонансный ускоритель, позволяющий получать дейтроны энергией ~ 1 МэВ [2]. Получение такой энергии позволяет также перейти от тритиевых нейтронообразующих мишеней, традиционно используемых в нейтронных генераторах на базе ускорителей прямого действия [1], к радиационно безопасным дейтериевым или бериллиевым мишеням, т.е. к преимущественному использованию ядерных реакций $D(d, n)^3\text{He}$ и $^9\text{Be}(d, n)^{10}\text{B}$.

Известно [1], что нейтронный поток, излучаемый мишенью, пропорционален току бомбардирующих ее дейтронов. Поэтому для повышения нейтронного потока было предложено использовать в ускорителе лазерный ионный источник, обладающий высокой эмиссионной способностью. Такой источник дейтронов был разработан в МИФИ [3]. В настоящей работе сообщается об исследовании возможности эффективной генерации нейтронных потоков в малогабаритном резонансном ускорителе дейтронов с лазерным ионным источником и оптимизации его основных узлов.

Нейтронный генератор (рис. 1) имеет два ускоряющих зазора (слева и справа от трубки дрейфа), в каждом из которых формируется переменное электрическое поле. Для этого используется четвертьволновый спиральный коаксиальный ре-



Р и с. 1. Схема нейтронного генератора с резонансным ускорением дейтронов: 1 — резонатор; 2 — вакуумный объем; 3 — детектор нейтронов; 4 — нейтронообразующая мишень; 5 — емкостный датчик напряжения; 6 — трубка дрейфа; 7 — импульсный лазер; 8 — блок пуска и управления; 9 — лазерно-плазменный источник ионов; 10 — блок питания соленоида; 11 — анодный модулятор; 12 — ламповый блок; 13 — фазовращатель

зонатор, который размещен внутри корпуса вакуумного объема ускорителя, выполненного из нержавеющей стали. В медном корпусе резонатора радиусом $R = 0,16$ м находится спираль диаметром $d = 0,12$ м из медной трубки, содержащая до 10 витков. Внутри нее располагается система охлаждения, представляющая собой медную заполняемую водой трубку. Трубка дрейфа закрепляется на конце спирали в пучности стоячей электромагнитной волны и имеет на торцах выдвигающиеся насадки из нержавеющей стали с закругленными краями, приспособленные для закрепления электродных сеток. На корпусе резонатора напротив торцов трубки дрейфа смонтированы ответные трубки аналогичной геометрии для формирования дейтронного пучка в ускоряющем зазоре, выполненные из того же материала. При этом длина трубки дрейфа может меняться в пределах $0,07—0,11$ м, ширина ускоряющих зазоров — $0,02—0,04$ м. Низковольтный конец спирального электрода укреплен на электроде, охлаждаемом водой и соединенном с анодами генераторных ламп. Анодный электрод закреплен на корпусе с помощью керамического изолятора.

Резонатор питается от автогенератора, собранного на четырех параллельно соединенных импульсных ВЧ-триодах по схеме с общей сеткой. Конструктивно резонатор и генераторные лампы объединены в единый блок. Сетки генераторных ламп соединены с корпусом резонатора. Связь резонатора и ВЧ-генератора емкостная с помощью симметрично установленных и параллельно соединенных 28 конденсаторов типа КВИ емкостью 22 пФ. В автогенераторе применена внешняя обратная связь через резонатор. Автогенератор настраивается поворотом петли обратной связи, находящейся в полости резонатора, и фазовращателем в цепи обратной связи. Начальный пуск генератора осуществляется по схеме с внешним возбуждением от маломощного ВЧ-генератора, сигнал от которого подается на катоды генераторных ламп. Условия амплитудного самовозбуждения создаются по аналогии с техническим решением, используемым в работе [2]. Для подавления высокочастотного разряда на аноды ламп и соответственно на спираль и трубку дрейфа подается постоянное напряжение $300—600$ В.

Амплитуда напряжения на трубке дрейфа зависит от подводимой к резонатору мощности P и шунтового сопротивления резонатора $R_{ш}$:

$$U = (2\eta P_0 R_{ш})^{1/2} = (2P_0 \rho Q)^{1/2},$$

где η — электронный коэффициент полезного действия; Q — добротность резонатора; $\rho = (L_{э\text{кв}}/C_{э\text{кв}})^{1/2}$; $L_{э\text{кв}}$, $C_{э\text{кв}}$ — эквивалентная индуктивность и емкость резонатора соответственно.

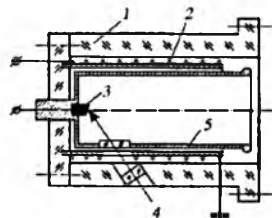
Выбор спирального коаксиального резонатора для автогенератора был обусловлен его сравнительно малой резонансной частотой ~ 25 МГц, малыми габаритами и большим внутренним волновым сопротивлением по сравнению с коаксиальным резонатором с гладким цилиндрическим центральным электродом. Расчеты показали, что добротность спирального коаксиального резонатора в диапазоне $R/d = 1—3$ не более чем в 2 раза меньше добротности коаксиального резонатора с гладким центральным электродом, что объясняется увеличением потерь, вызванных наведенным током. Таким образом, спиральный коаксиальный резонатор при незначительном ухудшении добротности существенно увеличивает волновое сопротивление и уменьшает габариты резонатора. Поэтому, как показывает расчет, при одинаковой рабочей частоте длина резонатора со спиральным электродом может быть более чем в 10 раз меньше длины коаксиального резонатора с гладким центральным электродом.

При выбранных значениях рабочей частоты и параметрах трубки дрейфа добротность резонатора составила 2000, шунтовое сопротивление — 350 кОм. При этом на трубке дрейфа было получено ускоряющее напряжение с амплитудой 320 кВ. Измерения проводили с использованием емкостных датчиков.

Модулятор анодного напряжения выполнен по схеме с резонансным зарядом формирующей линии от регулируемого выпрямителя через дроссель и диод. Амплитуда

выходного напряжения модулятора варьируется в пределах 0—20 кВ при длительности импульса 50 мкс, мощность в импульсе при этом может достигать 600 кВт, диапазон частоты их повторения составляет 1—50 Гц. Амплитуда напряжения модулятора контролируется с помощью емкостного делителя, ток — с помощью калиброванного низкоомного резистора. Вакуум в рабочем объеме поддерживается на уровне $5 \cdot 10^{-4}$ Па с использованием магнитоэрозийного насоса, соединенного с форвакуумной системой откачки через азотную ловушку.

Для такого ускорителя был разработан специальный лазерно-плазменный источник дейтронов, обладающий высокой эмиссионной способностью, простотой эмиттирующей части, большим ресурсом срабатываний (рис. 2). Он сопрягается с резонатором ускорителя со стороны входа в первый ускоряющий промежуток. Излучение с длиной волны 1,06 мкм, генерируемое в импульсно-периодическом режиме лазером на иттрий-алюминиевом гранате с энергией в импульсе 30 мДж, через оптические вводы фокусируется на мишень из титана, насыщенного дейтерием. Частота следования импульсов определяется, в первую очередь, типом лазера и в нашем случае может достигать 50 Гц. В области фокусировки при плотности мощности излучения, превышающей 10^9 Вт/см², образуется сгусток лазерной титано-дейтериевой плазмы, расширяющийся внутри металлического цилиндра со скоростью плазменного фронта $\sim 10^5$ м/с. На анод может подаваться постоянное напряжение инжекции 10—40 кВ для эффективного вытягивания дейтронов из плазмы и последующего их захвата в режим ускорения.



Р и с. 2. Схема лазерно-плазменного источника дейтронов: 1 — корпус; 2 — соленоид; 3 — плазмобразующая мишень; 4 — сфокусированное излучение лазера; 5 — анодный электрод

Для повышения эффективности работы ионного источника используется внешнее квазистационарное продольное магнитное поле, создаваемое соленоидом. Оно служит для контрагирования плазменного облака и частичного разделения дейтронов и металлического компонента плазмы, характеризующихся различными условиями замagnetничивания [4]. При этом ионы титана, как и его нейтральные частицы, при разлете в значительной степени теряются на стенках цилиндра. В результате уменьшается нагрузка резонатора ионным пучком и сводится к минимуму эффект нежелательного запыления внутренних поверхностей резонатора титаном, снижающий его добротность. Для создания условий проникновения импульсного магнитного поля соленоида в область разлета плазмы анодный цилиндр имеет продольный разрез. Длительность импульса магнитного поля составляет $\geq 0,1$ мс, что существенно превышает время пролета плазмы внутри анода. Поэтому магнитное поле в ионном источнике можно считать квазистационарным.

Были проведены отдельные эксперименты, направленные на оптимизацию параметров ионного источника при заданных характеристиках излучения, определяемых используемым лазером: максимальная энергия в импульсе 30 мДж, длительность импульса 30 нс. Оптимизация касалась, в первую очередь, геометрических параметров ионного источника и индукции магнитного поля в области разлета плазмы, при которых происходит эффективная сепарация ионов и достигается максимальный ток дейтронов, инжектируемых в ускоряющий зазор. В экспериментах на анодный электрод подавали постоянное напряжение, автогенератор был выключен. При этом корпус резонатора находился под потенциалом земли. Полный ток ионов, инжектируемых лазерным источником, определялся системой специальных коллекторов и магнитоиндукционных преобразователей (поясов Роговского). Ток дейтронов измеряли в области мишени с помощью нейтронной методики с использованием ядерной реакции $T(d, n)^4\text{He}$.

В результате исследований лазерного ионного источника выбран оптимальный диаметр анодного электрода 0,08—0,09 м и электродов ускоряющей системы 0,09—0,1 м.

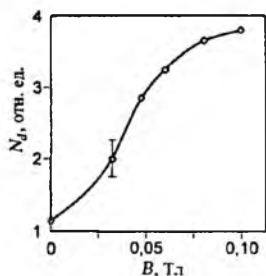


Рис. 3. Экспериментальная зависимость числа дейтронов, извлекаемых из ионного источника, за один импульс лазера от индукции продольного магнитного поля

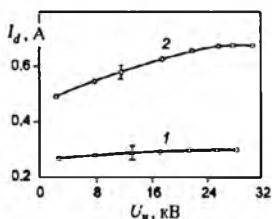


Рис. 4. Экспериментальная зависимость тока дейтронов на выходе ионного источника от извлекающего напряжения U_n при отсутствии магнитного поля (1) и максимальной индукции 0,1 Тл (2)

дейтронов, в результате которого можно получить фазово-энергетические характеристики ускорителя. Для этого использовали систему дифференциальных уравнений для определения фазы φ и энергии дейтрона ϵ в ускоряющей системе, имеющую форму уравнений Гамильтона. Для ускоряющих зазоров, соответствующих продольной координате $x = 0 - D_1$ (левый зазор) и $x = D_1 + L - D_1 + D_2 + L$ (правый зазор), она записывается в виде

$$d\epsilon/dx = \pm e(U/D_{1,2})\cos\varphi; \quad (1)$$

$$d\varphi/dx = \pi f(2M/\epsilon)^{1/2},$$

где e — заряд электрона, Кл; U — амплитуда ускоряющего напряжения, В; $\epsilon_0 = eU_n$ — энергия инжекции дейтрона; φ_0 — фаза влета дейтрона в ускоряющий зазор; M — масса дейтрона; $+$, $-$ — левый и правый ускоряющий зазор соответственно. Для участка дрейфа, соответствующего $x = D_1 - D_1 + L$, система уравнений имеет вид

$$d\epsilon/dx = 0; \quad (2)$$

$$d\varphi/dx = \pi f[2M/\epsilon]^{1/2}.$$

Начальные условия для рассматриваемой динамической задачи таковы: $\epsilon(0) = \epsilon_0$, $\varphi(0) = \varphi_0$.

Первый интеграл системы (1) устанавливает аналитическую зависимость между энергией и фазой дейтрона

Последний параметр определялся также с учетом результатов расчета добротности резонатора и динамики движения дейтронов в ускорителе.

Как следует из рис. 3, число дейтронов монотонно растет с увеличением поля, что свидетельствует об эффективном контрагировании дейтронного компонента разлетающейся плазмы и уменьшении ухода дейтронов на стенки анодного электрода. При индукции $\geq 0,08$ Тл кривая имеет тенденцию выхода на плато. Это можно объяснить возникновением баланса магнитного и термодинамического давления на границе плазмы.

Рис. 4 также иллюстрирует эффективность контрагирования дейтронного компонента. Анализ наклона кривых при аппроксимации их степенными зависимостями с показателем $< 3/2$ говорит о возможности повышения дейтронного тока, извлекаемого из ионного источника при увеличении концентрации плазмы на границе отбора ионов. Конструктивные особенности ионного источника не позволили провести измерения при $B \geq 0,08$ Тл, но, следуя результатам более ранних исследований разлета лазерной плазмы в продольном магнитном поле [4], при увеличении плотности потока энергии лазерного излучения q в области фокусировки на плазмообразующую мишень, а также использовании более сильных магнитных полей можно существенно повысить концентрацию плазмы, следовательно, и число дейтронов, инжектируемых в область ускорения.

Такие важные параметры ускоряющей системы, как длина трубки дрейфа L и ширина ускоряющих зазоров D_1 , D_2 , подбирали на основе расчета динамики продольного движения

$$\varepsilon = \left[\varepsilon_0^{1/2} \pm (W/D_{1,2})(\sin\varphi - \sin\varphi_0) \right]^2, \quad (3)$$

где

$$W = (eU/\pi f)(2M)^{-1/2}.$$

Подставляя выражение (3) во второе уравнение системы (1), получаем после интегрирования по φ и x аналитическую зависимость

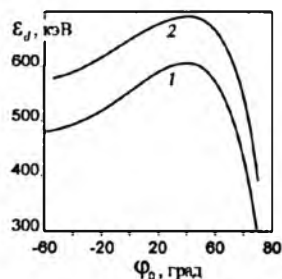
$$x_{\pm}(\varphi, \varphi_0) = (\pi f)^{-1} \left\{ (\varphi - \varphi_0)(\varepsilon_0)^{1/2} \pm (W/D_{1,2}) [\cos\varphi_0 - \cos\varphi - (\varphi - \varphi_0)\sin\varphi_0] \right\} (2M)^{-1/2}. \quad (4)$$

Путем численного решения трансцендентного уравнения $x_{+}(\varphi, \varphi_0) = D_1$ находим зависимость фазы влета дейтрона в трубку дрейфа от φ_0 . Затем с учетом системы уравнений (2) и выражения (3) определяется зависимость энергии ε_{01} и фазы φ_{01} дейтрона при его влете во второй ускоряющий зазор от фазы инжекции φ_0 . После подстановки этих зависимостей в выражение (4) и численного решения уравнения $x_{-}(\varphi, \varphi_{01}) = D_1 + D_2 + L$ получаем с учетом выражения (3) зависимость энергии дейтрона ε_d на выходе ускорителя от φ_0 при фиксированных значениях U , U_n , $D_{1,2}$, L и f (рис. 5).

Для амплитуды ускоряющего напряжения $U = 320$ кВ и частоты $f = 25$ МГц был сделан полномасштабный расчет динамики дейтронов, в котором варьировали параметры L и φ_0 . В результате было установлено, что оптимальная длина трубки дрейфа должна составлять примерно 0,1 м. Это значение и было положено в основу при создании макета нейтронного генератора.

Ускоренные до энергии $\varepsilon_d(\varphi_0)$ дейтроны бомбардируют мишень, где в результате ядерной реакции образуются нейтроны. Параметры ускоренного дейтронного потока допускают образование нейтронов при использовании металлотритиевых, металлодейтериевых и бериллиевых мишеней, где могут быть реализованы ядерные реакции $T(d, n)^4\text{He}$, $D(d, n)^3\text{He}$ и $^9\text{Be}(d, n)^{10}\text{B}$ соответственно [5]. Первые два типа мишеней представляют собой напыленные на металлическую подложку пленки хорошо растворяющего водород металла (Ti, Zr, Sc, Er и др.), насыщенные тритием или дейтерием. При этом подложка должна быть выполнена из металла, обладающего хорошей теплопроводностью, и иметь тепловой контакт с корпусом рабочего объема нейтронного генератора в месте своего закрепления.

Нейтронный генератор включается путем подачи сигнала от импульсного генератора на входы трех других импульсных генераторов с регулируемой задержкой, которые запускают анодный модулятор ускорителя, лазер и блок питания соленоида во временных режимах, обеспечивающих оптимальные условия синхронизации работы. При работе с лазерным источником дейтронов, обеспечивающим импульсный ток 0,6 А, при длительности импульса на полувысоте ~ 7 мкс был получен импульсный ток дейтронов 70 мА, ускоренных до энергии 0,6 МэВ. Выход нейтронов измеряли с помощью модифицированного всеволнового детектора с предварительным замедлением нейтронов [5]. Детектор калибровали с помощью изотопного источника ^{252}Cf с потоком нейтронов $2,6 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$. Расчетная погрешность измерений при доверительной вероятности 0,95 не превышала 20%. Измеренный выход нейтронов за импульс составил 10^8 для реакции $T(d, n)^4\text{He}$, $4 \cdot 10^6$ $D(d, n)^3\text{He}$, $2 \cdot 10^6$ $^9\text{Be}(d, n)^{10}\text{B}$. При частоте срабатывания лазера 25 Гц эти данные соответствуют среднему нейтронному потоку излучаемого в полный телесный угол $2,5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ для реакции $T(d, n)^4\text{He}$, 10^8 с^{-1} — $D(d, n)^3\text{He}$ и $5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ — $^9\text{Be}(d, n)^{10}\text{B}$.



Р и с. 5. Расчетная зависимость энергии дейтрона на выходе ускорителя от фазы инжекции при $U_n = 30$ кВ, $f = 24,4$ МГц, $L = 0,1$ м, $D = 0,075$ м, $U = 300$ кВ (1), 350 кВ (2)

Временная структура нейтронного поля представляла собой периодическую последовательность нейтронных импульсов, чередуемых с частотой генерации лазерных вспышек. При этом каждый такой импульс, в свою очередь, представлял собой совокупность отдельных коротких нейтронных вспышек, генерируемых через интервал $1/f$.

Для увеличения выхода нейтронов в настоящее время проводится работа по повышению ускоряющего напряжения, тока дейтронов и частоты следования импульсов. Оптимизация параметров ускоряющего резонатора, как показали предварительные эксперименты, даст возможность повысить почти в 1,5 раза шунтовый импеданс резонатора, что позволит ожидать роста напряжения на трубке дрейфа до 500 кВ и ускорения дейтронов до энергии 1 МэВ. Для увеличения тока дейтронов из лазерного источника предполагается использовать CO_2 -лазер, генерирующий импульсы излучения энергией до 300 мДж, при этом ток дейтронов и нейтронный выход могут быть увеличены в 10 раз. Экспериментальные результаты и расчеты позволяют сделать вывод о принципиальной возможности создания компактных нейтронных генераторов с потоком 10^{10} — 10^{11} с^{-1} и выше, в том числе с помощью нерадиоактивной высоко-ресурсной бериллиевой мишени. Такие приборы могут быть успешно использованы в элементном анализе состава вещества, моделировании условий в термоядерных реакторах, а также экспериментах в области нейтронной физики.

Настоящая работа выполнена в рамках научного проекта программы Министерства образования РФ «Университеты России».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стрижак В.И., Применко Г.И., Цыбин А.С. и др. Источники нейтронов. Киев, Изд.-полиграф. центр «Киевский университет», 1992. 240 с.
2. Панасюк В.С., Самошенко Ю.К., Симановский М.Ф. и др. Малогабаритный ускоритель протонов. — Приборы и техника эксперимента, 1984, № 5, с. 115—117.
3. Быковский Ю.А., Зубков Н.В., Козловский К.И. и др. Лазерный генератор нейтронов: результаты, разработки, применения, перспективы: Препринт МИФИ 027-86, 1986. 33 с.
4. Цыбин А.С. Динамика лазерной дейтерийсодержащей плазмы в сильноточных импульсных диодных системах. — В кн.: Радиационная плазмодинамика. Под ред. Ю.С. Протасова, т. 1. М.: Энергоатомиздат, 1991, с. 437—462.
5. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. М.: Атомиздат, 1968. 456 с.

Поступила в Редакцию 27.02.02

УДК 551.46:539.16

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РАДИОАКТИВНОГО ЗАГРЯЗНЕНИЯ БУХТЫ ПОСЛЕ РАДИАЦИОННОЙ АВАРИИ

*Ганул М.Н., Кучин Н.Л., Платовских Ю.А., Сергеев И.В.
(ФГУП ЦНИИ им. А.Н. Крылова)*

В работе [1] опубликованы результаты измерения радиоактивного загрязнения донных осадков, а также гидродинамических и геофизических характеристик бухты, где в 1985 г. произошла авария. Было определено общее поступление ^{60}Co и ^{137}Cs в донные осадки и их распределение по вертикали и горизонтали в донных отложениях. Существенная особенность этого загрязнения состоит в том, что около 50% ^{60}Co — преобладающего радионуклида в 1997 г. находилось в горячих частицах. Это, а также большие размеры горячих частиц (~ 1 мм) привело к тому, что распределение удельной активности ^{60}Co по фракциям имеет необычный вид: удельная активность убывает с уменьшением размера частиц, в то время как в большинстве известных до настоящего