

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Anno J., Simonneau M., Gnerre D. Criticality safety study of Pu contaminated carbon waste stored in 100L steel drums. — In: The Fifth Intern. Conf. on Nuclear Criticality Safety, v. II, Albuquerque, New Mexico, USA, 1995, p. 11.29—11.35.
2. Maubert L. Standart DE Criticalite. CEA-N-2051, IPSN, 1978, p. 38.
3. Rogers A., Harris H., Kavin N. et al. Criticality parameters for tank waste evaluation. — In: Proc. of the Topical Meeting of Criticality Safety Challenges in the Next Decade, Chelan, Washington, 1997, p. 40—47.
4. Greenborg J., Barney C., Rogers C. Hanford tank farm nuclear criticality review. — Ibid., p. 48—55.
5. Hopper C., Parks C. Potential for and consequences of criticality resulting from hydrogeochemically concentrated fissile uranium blended with soil in low-level waste disposal facilities. — Ibid., p. 73—79.

Поступила в Редакцию 17.03.2000

УДК 621.039.343

### УСТАНОВКА ДЛЯ РАЗДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ МЕТОДОМ ИЦР-НАГРЕВА

*Волосов В.И., Котельников И.А., Чуркин И.Н., Кузьмин С.Г., Стешов А.Г.  
(Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН),  
Тимофеев А.В. (РНЦ «Курчатowskiй ин-т»)*

Изотопы разделяют несколькими методами. Однако каждый из них имеет ограничения: в газодиффузионном методе это проблема газовой фазы, ограничивающая получение многих элементов [1, 2], в электромагнитном методе — низкая производительность и высокие энергозатраты [3], лазерные методы разделения не имеют сегодня за редким исключением промышленного применения [4].

Универсальным является метод разделения изотопов с использованием селективного ИЦР-нагрева плазмы (ИЦР-метод) [5, 6]. В принципе этот метод позволяет создать технологию производительностью, существенно превышающей производительность электромагнитных устройств. Последние эксперименты показали принципиальную реализуемость этого метода [7—10]. Однако до последнего времени на установках по ИЦР-разделению изотопов не удалось получить высокие производительность и качество разделения изотопов.

Все это свидетельствует о необходимости дальнейшего развития метода. Любая установка по ИЦР-разделению изотопов включает в себя три основных элемента: систему получения плазмы, систему селективного ИЦР-нагрева ионов и систему отбора целевого изотопа. В настоящей работе обсуждаются принципиально новые решения всех трех систем. По нашему мнению, их реализация позволит существенно повысить эффективность ИЦР-метода разделения изотопов [11—16]. Подобные установки могут применяться для разделения любых изотопов, однако в связи с актуальностью задачи получения в больших объемах изотопов гадолиния и, в частности, изотопа массой 157 численные оценки приводятся применительно к этой задаче.

Физические принципы основных элементов установки. Одной из ключевых проблем в установках для разделения изотопов методом ИЦР-нагрева является наличие производительного источника плазмы с тяжелыми ионами. Желательно, чтобы этот источник был универсальным: смена вида разделяемых элементов не должна требовать полной замены источника.

Обычно в перспективных конструкциях промышленных установок для разделения изотопов ИЦР-методом предлагается увеличивать производительность за счет увеличения сечения потока плазмы. При этом плотность потока плазмы остается неизменной (см., например, работы [17, 18]). В источнике такого типа плазма создается СВЧ-разрядом, который поджигается вдоль поверхности пластины из распыляемого вещества. Энергия ионов в таком источнике составляет единицы электронвольт, плот-

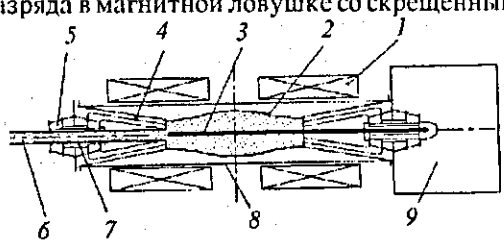
ность потока ионов не превышает  $10 \text{ mA/cm}^2$ . Указание на относительно большую площадь источника ( $800 \text{ cm}^2$ ) не сопровождается информацией о суммарном эквивалентном токе в ионном потоке.

Источник промышленной (или полупромышленной) установки должен удовлетворять многим специфическим требованиям: полный ионный ток не менее  $5 \text{ A}$  (для получения достаточно высокой производительности), поперечная энергия ионов  $\sim 10\text{--}40 \text{ эВ}$  (для реализации бесстолкновительного режима нагрева целевого изотопа), продольная скорость плазменного потока  $(1\text{--}3)10^5 \text{ cm/s}$  (для эффективного взаимодействия с ВЧ-полями) при оптимальном сечении  $10^2\text{--}10^3 \text{ cm}^2$ , плотность плазмы  $10^{12}\text{--}10^{13} \text{ cm}^{-3}$  [17].

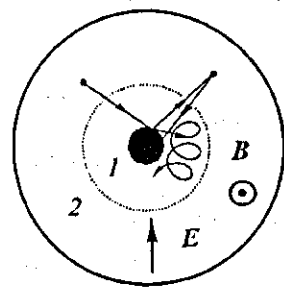
Источник плазменного потока с тяжелыми ионами (рис. 1), удовлетворяющий этим требованиям, разработан на основе разряда в магнитной ловушке со скрещенными электрическим и магнитным полями ( $E \times B$ -разряд), в которой реализуется режим  $S$ -разряда с холодным катодом (рис. 1) [11, 19, 20]. В этой системе плотность ионного тока увеличивается за счет повышения продольного размера области сбора ионного компонента.

Подобный ионный источник, создающий «узкий» пучок с высокой плотностью плазмы, потребовал рассмотрения новых систем ИЦР-нагрева, позволяющих работать с более плотной плазмой, а также использования специальной системы сбора изотопов, рассчитанной на работу с «узким» пучком. Описания аналогичных или близких по идее источников в литературе найти не удалось.

Источник генерирует плазменный поток с замагниченными ионами, вытекающий вдоль силовых линий магнитного поля. Универсальность этого разряда обеспечивает возможность получения плазменного потока с ионами многих элементов, в том числе и тугоплавких металлов. Для перехода к другим химическим элементам достаточно только смены катода, который распыляется ионами и является по существу источником вещества, создающего плазменный поток. Принципиальная схема работы источника приведена на рис. 2. Отличие этого ионного источника от известного разряда со скрещенными полями состоит в том, что за счет принудительного распределения радиальных электрических потенциалов здесь образуются две группы ионов, выполняющие разные функции в разряде. Группа высокоэнергичных ионов (энергией больше  $1 \text{ кэВ}$ ) образуется при ионизации нейтральных частиц вблизи анода, где электрические потенциалы относительно катода велики. Значительная часть этих ионов падает на катод, распыляя его, и поддерживает баланс частиц в обычном  $E \times B$ -разряде. Энергия этих ионов при падении на катод определяется полным напряжением на разряде  $U_0$  и равна  $0,3\text{--}0,95 eU_0$ . Другая часть ионов проходит мимо катода и образует прианодную плазму. Ларморовский радиус ионов намного больше радиальных размеров источника. Однако в силу того, что движение ионов идет в комбинированных  $E \times B$ -полях, а также того, что размер катода намного меньше радиуса анода, ионы пролетают мимо катода и относительно долго находятся в ловушке. Время их существования определяется в основном перезарядкой на распыленных нейтральных частицах. После перезарядки значительная часть вновь образовавшихся ионов падает на катод, нейтральные быстрые частицы уходят в радиальном направлении.



Р и с. 1. Конструкция источника: 1 — катушки электромагнита; 2, 3 — внешний, внутренний лайнер — анод, катод соответственно; 4 — торцевые электроды; 5 — изолятор; 6 — плазменный поток; 7 — выпускной канал; 8 — вакуумная камера; 9 — система высоковольтного питания



Р и с. 2. Схема работы источника плазменного ионного потока: 1 — прикатодная область с «холодными» ионами; 2 — внешняя область

В прикатодной области источника, где радиальные электрические поля снижены за счет принудительного распределения потенциалов на торцевых электродах, формируется плазма, состоящая из относительно низкоэнергичных ионов. Они образуются в результате ионизации в прикатодной области низкоэнергичных атомов, образовавшихся при распылении катода. Энергия ионов ( $W_i$ ) определяется остаточными радиальными электрическими полями, образующимися в объеме плазмы при отсутствии потенциалов на торцевых электродах. Обычно это поля, определяемые потенциалами, примерно равными «дебаевскому падению», т.е. средней энергией электронов. При этом ионы, образующиеся в скрещенных  $E_r$  и  $H_z$  полях, приобретают энергию  $W_{i\perp}$  в направлении, перпендикулярном магнитному полю, в среднем равную энергии иона в дрейфовом движении:  $W_{i\perp} = m_i/2V^2$ , где  $V = C(E_r/H_z)$ . Ларморовский радиус низкоэнергичных ионов ( $R_L$ ) в реальных условиях намного меньше радиальных размеров не только источника, но и прикатодного слоя. Прикатодная низкоэнергичная плазма уходит из источника вдоль магнитного поля. Для этого с одной стороны источника расположен выпускной канал (см. рис. 1), размер которого соответствует радиальному размеру вытекающего плазменного потока.

При типичных параметрах источника и плазмы низкоэнергичная плазма в источнике является либо столкновительной  $L' < L$ , либо слабостолкновительной  $L' \geq L$ , где  $L$  — характерный размер системы;  $L'$  — свободный пробег иона. Скорость, с которой низкоэнергичные ионы уходят из ловушки вдоль магнитного поля, зависит от двух факторов: начальной энергии ионов, совпадающей с энергией распыляемых атомов, и последующего нагрева ионов высокоэнергичным компонентом плазмы.

Ионный ток в плазменном потоке можно наращивать за счет увеличения либо размеров катода и соответственно радиальных размеров плазменного потока, либо разрядного тока в источнике, при этом ионный ток возрастает  $\sim I^{3/2}$ . Ток может быть также повышен за счет снижения пробочного отношения магнитного поля или снижения радиального электрического поля в прикатодной области. Рост ионного тока в плазменном потоке можно получить также за счет увеличения длины катода и всей системы соответственно.

Была проведена экспериментальная проверка работоспособности источника на описанных принципах [20]. Основные характеристики экспериментального источника: расстояние между торцевыми электродами 400 мм, диаметр анода (вакуумная камера) 280 мм, диаметр катода (материал катода — титан) 10 мм, диаметр выпускного канала 50 мм, пробочное отношение магнитного поля 1,1. Основные параметры плазменного потока измеряли при среднем разрядном токе 50 А, напряжении на разряде 5 кВ, длительности разряда 4 мс, магнитном поле 0,8 Тл [20]. Средняя продольная скорость потока составила  $\sim (2-3)10^5$  см/с, спектр поперечной энергии в диапазоне 20—60 эВ, плотность плазмы  $\sim 10^{12}$  см $^{-3}$ , температура электронов  $\sim 60$  эВ, ионный ток  $\sim 0,6$  А. Максимальный ионный ток, полученный на источнике, достиг 3 А. Экспериментальная зависимость в диапазоне 0,2—0,8 Тл показала, что ток растет со снижением магнитного поля. Зависимость ионного тока от тока разряда была близка к степенной ( $I^{3/2}$ ). В соответствии с экстраполяционными оценками при увеличении разрядного тока до 200—500 А ионный ток должен возрастать до 5—10 А.

Общие принципы селективного ИЦР-нагрева. Антенны. ИЦР-нагрев в системах по разделению изотопов основан на тех же принципах, что и ИЦР-нагрев плазмы в термоядерных системах. Поэтому в обоих случаях приходится преодолевать одни и те же трудности. Основная из них обусловлена резким возрастанием диэлектрического отклика плазмы при приближении частоты электромагнитного поля к ионной циклотронной. Это сказывается на поляризации колебаний — циркулярная составляющая электрического поля колебаний, вращающаяся в ионную сторону, подавляется. Не

путать с эффектом экранировки, поскольку колебания с частотой с измененной поляризацией, вообще говоря, могут беспрепятственно распространяться по плазме. Для противодействия эффекту изменения поляризации колебаний в термоядерных системах используется нагрев по методу «малой добавки». В силу малой концентрации добавка слабо влияет на диэлектрические свойства плазмы, и если циклотронная частота ионов добавки  $\omega'_i$  существенно отличается от циклотронной основных ионов  $\omega_i$ , то колебания с  $\omega = \omega'_i$  будут иметь значительную составляющую электрического поля, вращающуюся в ионную сторону. Предполагается, что нагретые этой составляющей ионы добавки в дальнейшем будут передавать энергию ионам основной термоядерной плазмы посредством кулоновских столкновений.

При разделении изотопов, как правило, также приходится нагревать изотопы, относительная концентрация которых невелика. Однако в этом случае мала и относительная разность циклотронных частот  $\omega_i$  и  $\omega'_i$ , поэтому в колебаниях с  $\omega = \omega'_i$  левополяризованная составляющая электрического поля колебаний должна быть небольшой. В результате эффект изменения поляризации оказывается существенным уже при сравнительно низкой плотности плазмы  $\sim 10^{11} - 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Для противодействия этому эффекту приходится повышать амплитуду электрических колебаний, используемых для нагрева.

Иной подход был предложен в работе [13], где отмечено, что целевой изотоп можно нагревать не только на основной циклотронной частоте, но и на ее второй гармонике. Диэлектрический отклик плазмы на колебания частотой  $\omega = 2\omega_i$  уменьшается примерно в  $(L/\rho_{i||})(n_a/n_i)$  раз по сравнению с откликом на основной циклотронной частоте, где  $\rho_{i||} = v_{i||}\omega_i$ ;  $n_a$  — плотность плазмы;  $n_i$  — плотность ионов целевого изотопа. В результате, если ларморовский радиус ионов не слишком велик, эффект изменения поляризации отсутствует. Правда, эффективность резонансного взаимодействия на второй гармонике ионной циклотронной частоты снижается в  $(a/\rho_{i\perp})$  раз, где  $a$  — градиентный размер ВЧ-поля. Для ее поддержания на высоком уровне, как и в случае нагрева на основной циклотронной частоте, необходимо увеличивать амплитуду ВЧ-поля. Тем не менее расчеты показывают, что переход на вторую гармонику все-таки может быть выгодным [21].

Следует отметить, что нагрев на второй гармонике может осуществляться лишь в пространственно-неоднородном электрическом поле — при резонансном взаимодействии каждый ион «выделяет» из электромагнитного поля первую азимутальную гармонику, бегущую по его ларморовской окружности в ту же сторону, что и сам ион. Такая гармоника отсутствует, например, в вакуумном поле простейшей соленоидальной антенны. Поэтому для нагрева на второй гармонике ионной циклотронной частоты требуются специальные антенны.

Антенны для ИЦР-разделения изотопов должны удовлетворять двум требованиям: 1) они должны эффективно накачивать энергию в ионный компонент плазмы (в радиотехнических терминах — иметь низкую добротность); 2) нагрев ионов должен быть селективным. Кроме того, должны быть обеспечены равномерный нагрев целевого изотопа по всему объему (радиальному сечению) плазмы и монотонность нагрева целевого изотопа при его движении вдоль системы нагрева (т.е.  $k_{||} \rightarrow 0$ ).

Уже в начале экспериментов по ИЦР-нагреву плазмы было замечено, что оптимальными по эффективности нагрева являются индуктивные (токовые) антенны, по которым одновременно протекают как продольные, так и поперечные токи. Здесь и в дальнейшем термины «продольный» и «поперечный» указывают на направление по отношению к основному магнитному полю. Наиболее адекватна, на наш взгляд, интерпретация [22] в терминах  $TE$ - и  $TM$ -мод, которые одновременно возбуждаются винтовой антенной. В вакууме эти моды различаются лишь поляризацией, причем

хотя каждая из них имеет значительное поперечное электрическое поле, при возбуждении винтовой антенной  $TE$ - и  $TM$ -моды так сфазированы, что поперечные электрические поля в значительной степени уничтожают одно другое. В плазме  $TE$ - и  $TM$ -моды разделяются ввиду их различной пространственной структуры. Это ведет к «высвобождению» поперечных электрических полей. Отметим, что обычно ИЦР-нагрев проводится с помощью  $TE$ -моды, которая в плазме переходит в альфвеновские или магнитозвуковые колебания.

Следует отметить, что при внешнем возбуждении потенциальные электрические поля эффективно экранируются плазмой. По этой причине емкостные антенны, которые могли бы возбуждать такие поля, почти не используются для ИЦР-нагрева плазмы. Их добротность была чрезвычайно велика.

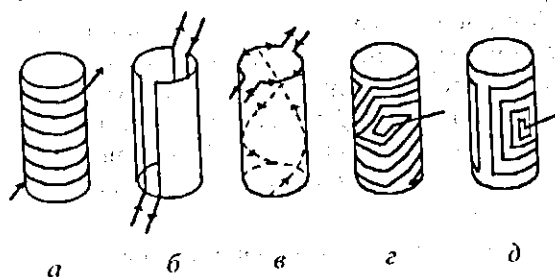
Важной характеристикой антенны является ширина возбуждаемого ими спектра электромагнитных полей по продольному волновому числу. При большой ширине вследствие доплер-эффекта линии циклотронного резонанса различных изотопов перекрываются, что ведет к снижению селективности нагрева. В системах для ИЦР-разделения изотопов чаще всего используются винтовые антенны. В таких антеннах токонесущие проводники имеют малый продольный размер, что ведет к большой ширине спектра тока по продольному волновому числу. Хотя спектр электрического поля в плазме, вообще говоря, отличается от спектра тока, опасность перекрытия линий циклотронного резонанса различных изотопов остается реальной. Следует отметить, что наиболее коротковолновый «хвост» спектра винтовой антенны не проникает в плазму. Возбуждение таких «паразитных» полей увеличивает индуктивную нагрузку антенны.

Более узкий спектр дает спиральная антенна [22] (рис. 3). При плотной намотке такая антенна становится эквивалентной винтовой с проводниками, продольная ширина которых равна  $L/2$ , где  $L$  — продольный размер антенны. Характерная ширина спектра такой антенны по продольному волновому числу равна  $2/L$ .

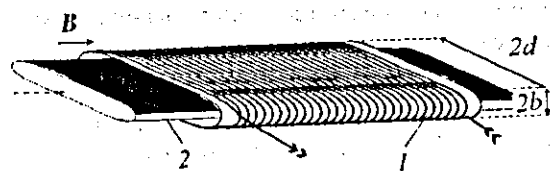
Наилучшей однородности ВЧ-поля можно добиться с помощью соленоидальной антенны (см. рис. 3), спектр тока в которой по продольному волновому числу имеет наименьшую ширину (примерно в 2 раза уже спектра спиральной антенны) [12, 22]. Однако соленоидальная антенна имеет недостатки. Так, поскольку по соленоидальной антенне протескает лишь поперечный ток, эффект «высвобождения» поперечного электрического поля, о котором говорилось, отсутствует. Поэтому амплитуда поперечного

поля оказывается сравнительно небольшой и соответственно добротность соленоидальной антенны намного превышает добротность винтовой и спиральной антенн. Простейшая аксиально симметричная соленоидальная антенна создает электрическое поле, нагрев в котором на оси системы, где плотность плазмы максимальна, обращается в нуль. Для устранения этого недостатка следует нарушить аксиальную симметрию, что достигается, например, с помощью «сплющивания» соленоида (планарная антенна [14, 21, 23]).

Соленоидальная антенна планарного типа вытянута вдоль магнитного поля, имеет в сечении, перпендикулярном магнитному полю, форму прямоугольника, одна из сторон которого ( $d$ ) намного больше другой ( $2b$ ), например,  $d = (3-10)b$  (рис. 4). При этом условии



Р и с. 3. Виды антенны: а — соленоидальная; б — емкостная; в — винтовая; г, д — спиральные



Р и с. 4. Планарная антенна соленоидального типа (1) — 2 — поток плазмы ( $d$  — полуширина,  $b$  — полувысота антенны)

в направлении стороны  $b$  антенны формируется необходимый градиент вихревого электрического ВЧ-поля по сечению потока плазмы. Плоская антенна в сечении может иметь любую форму, например, овал при условии, что одна из сторон намного больше другой. Другая модификация — простейшая антенна с экраном-формирователем электрического поля [13] (рис. 5). Такой экран фактически трансформирует соленоидальную индукционную антенну в емкостную. Для того чтобы такая антенна работала эффективно, необходимо заполнить промежуток между потоком плазмы и электродами плотной холодной иммерсионной плазмой, которая обеспечивает контакт между электродами и плазмой, снимает экранировку поперечных электрических полей и позволяет полностью использовать электрические поля для нагрева целевого изотопа.

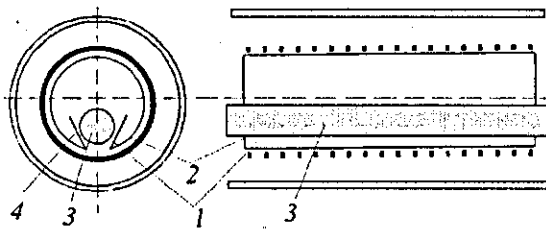
Следует отметить, что наличие большого числа витков в спиральной и соленоидальной антеннах ведет к росту их индуктивности. Для ее уменьшения витки можно разделить и запитывать параллельно. Как видно из анализа, для ИЦР-метода разделения изотопов могут использоваться несколько видов антенн. Окончательный выбор зависит от условий работы установки, массы изотопа и других факторов.

После прохождения через область, занятую ВЧ-полем, разделяемые изотопы будут различаться энергией. Для отбора более энергичного, как правило, целевого изотопа обычно применяют системы, в которых используется разница ларморовской орбиты высокоэнергичных целевых ионов и низкоэнергичных отвальных [17]. Для этого по всему сечению потока плазмы устанавливаются пластины, ориентированные вдоль потока (вдоль магнитного поля). В поперечном направлении пластины разнесены на расстояние, примерно равное ларморовскому радиусу высокоэнергичных ионов, и закрываются экранами, предотвращающими попадание на них низкоэнергичных отвальных ионов. Размер экранов примерно равен ларморовскому радиусу низкоэнергичных ионов. Недостатки такой системы — существенные потери высокоэнергичных ионов, осаждающихся на торцевой поверхности экранов вместе с низкоэнергичным компонентом, потери тех же ионов за счет ухода в пространство между пластинами. В результате разделение оказывается весьма несовершенным.

По нашему мнению, более предпочтительным является метод отбора, основанный на использовании зависимости скорости дрейфа заряженных частиц в неоднородном магнитном поле от их энергии [15]. В этом методе плазменный поток, выходящий из области нагрева, попадает в участок магнитного поля с изогнутыми силовыми линиями. Здесь ионы будут дрейфовать в направлении поперек магнитного поля со скоростью  $v_d \approx v_{\perp}^2 / 2\omega_i R$ , где  $R$  — радиус кривизны силовых линий магнитного поля. После прохождения этого участка ионы целевого изотопа отойдут от плазменного потока на расстояние  $\Delta \approx v_{\perp}^2 L / 2\omega_i R$ , где  $L$  — длина участка криволинейного магнитного поля. Следует отметить, что здесь также эффективно используется одна из особенностей рассматриваемой системы — наличие относительно узкого плазменного шнура.

Есть разные варианты сбора ионов, имеющих большую поперечную энергию. Однако наиболее простая и надежная система состоит из нескольких сборников изотопов, расположенных внутри участка криволинейного магнитного поля вдоль ионного потока.

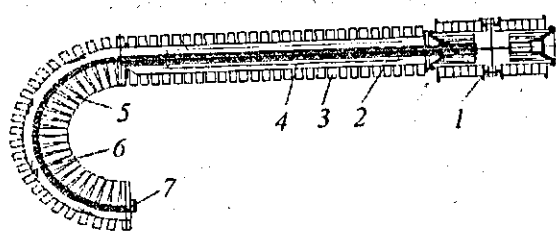
Пространственное отделение положительных ионов целевого изотопа может привести к возникновению значительных электрических полей, выбрасывающих плазму на стенки камеры. Для их устранения на силовых линиях магнитного поля, пересекаемых потоком целевых ионов можно разместить эмиттирующие катоды. В то же



Р и с. 5. Соленоидальная антенна (1) с экраном-формирователем: 2 — металлический виток; 3 — поток плазмы; 4 — краевые пластины

время не исключено, что попадание высокоэнергичных ионов на сборники автоматически приведет к эмиссии электронов, достаточной для нейтрализации пространственного заряда. Этому же должна способствовать и ионизация остаточного газа.

Проект установки для получения  $^{157}\text{Gd}$  (рис. 6). Опираясь на приведенные принципы построения системы для разделения изотопов, рассмотрим возможный проект



Р и с. 6. Общий вид установки: 1 — плазменный источник; 2 — плазменный поток малого радиального размера; 3 — катушки магнитного поля системы ИЦР-нагрева; 4 — антенна соленоидального типа системы ИЦР-нагрева; 5 — катушки криволинейного магнитного поля системы сбора изотопов; 6 — сборник нагретых ионов выделяемого изотопа; 7 — сборник холодных ионов

установки для получения  $^{157}\text{Gd}$ . Этот изотоп обладает уникальными ядерными параметрами, сечение захвата нейтронов  $25 \cdot 10^4$  б при энергии 1—100 эВ, что позволяет его использовать в реакторах в качестве выгорающей добавки и таким образом повысить на несколько процентов степень выгорания топлива. Этот изотоп не может быть получен традиционным газодиффузионным методом.

Установка состоит из трех основных и нескольких вспомогательных элементов.

В установке применяется универсальный источник плазменного потока на основе ловушки со скрещенными радиальным электрическим и аксиальным магнитным полями. Источник ионов создает вблизи катода плотную низкотемпературную плазму, которая вытекает вдоль силовых линий магнитного поля в направлении системы ИЦР-нагрева [17]. Магнитное поле на выходе из источника равно по значению и направлению однородному магнитному полю системы ионно-циклотронного резонансного нагрева, которое создается набором катушек. Внутри магнитной системы расположена антенна соленоидального типа с витком формирователя, создающая перпендикулярное магнитному полю электрическое ВЧ-поле, с помощью которого и нагреваются резонансные ионы. Особенностью антенны является однородность греющего ионы ВЧ-поля вдоль оси системы. Система ВЧ-нагрева осуществляет селективный нагрев целевого изотопа в плотном плазменном потоке на второй гармонике циклотронной частоты, что позволяет в 10 раз повысить плотность плазменного потока по сравнению с нагревом на первой гармонике. Целевой  $^{157}\text{Gd}$  в магнитном поле 1 Тл нагревается на частоте 200 кГц, при этом напряжение на соленоиде ~ 7 кВ. Рассматривали также другие варианты антенн: планарную, винтовую, спиральную, позволяющие вести селективный нагрев в плотном плазменном потоке.

Последовательно с системой ионно-циклотронного резонансного нагрева расположена система сбора изотопов, состоящая из системы тороидального магнитного поля, тороидальной вакуумной камеры и сборников изотопов. Ионы сепарируются в криволинейном магнитном поле за счет градиентного дрейфа нагретых ионов целевого изотопа. Нагретые ионы выдрейфовывают из плазмы в перпендикулярном оси установки направлении и попадают в сборники 7, расположенные в вакуумной камере на криволинейном участке. Остальная часть ионов (отвал) уходит на сборник 8, расположенный на выходном торце установки.

Особенностью установки является использование относительно «узкого» плазменного шнура — диаметр потока плазмы составляет 0,3—0,35 внутреннего диаметра катушек магнитного поля.

Магнитная система установки — это соленоид, создающий непрерывное и однородное магнитное поле вдоль всей установки, включая источник ионов и участок криволинейного магнитного поля. На участке ИЦР-нагрева требуемая однородность поля в пределах потока плазмы не хуже  $10^{-3}$ , напряженность магнитного поля 1—1,5 Тл. Соленоид состоит из многослойных охлаждаемых водой катушек (секций), намотанных

медной шиной. Размер секции: диаметр наружный 50 см, внутренний 30 см, ширина 8 см, промежуток между секциями 8 см. При такой конструкции соленоида решается одновременно несколько задач.

Возмущающие магнитные поля системы связаны с наличием переходных участков между источником и областью ИЦР-нагрева, а также между областью ИЦР-нагрева и участком криволинейного магнитного поля, убывают по  $\Delta z$  медленно  $\sim (\Delta z/a)^2$ , где  $\Delta z$  — расстояние от края переходного участка;  $a$  — радиус соленоида. Для уменьшения размера переходных участков и, таким образом, установки в целом магнитные поля во всех элементах почти одинаковые благодаря конструкции соленоида. Наличие секций с зазорами позволяет изготовить магнитную систему участка криволинейного магнитного поля из тех же однотипных элементов, из которых изготовлен соленоид. Кроме того, в зазорах соленоида размещаются элементы вакуумной системы. Мощность питания такой системы — несколько МВт.

Существенно более экономным по расходу электроэнергии может быть сверхпроводящий соленоид. При разработке установки для широкого промышленного производства должен быть использован вариант со сверхпроводящим соленоидом, в котором могут быть использованы рассмотренные элементы конструкции.

Вакуумная система состоит из трех основных подсистем:

системы откачки источника ионного потока. Давление стабилизирующего разряда газа ( $H_2$  или  $N_2$ ) определяется условиями горения разряда и составляет 0,133—0,0133 Па, скорость откачки  $\sim 1$  тыс. л/с;

откачки системы ИЦР-нагрева. Давление  $\sim 1,33 \cdot 10^{-4}$  Па, вблизи входного фланца расположен узел откачки со скоростью до 50—100 тыс. л/с, которая необходима для компенсации натекания стабилизирующего газа из источника. Давление в этой системе должно обеспечивать бесстолкновительный режим для прохождения ионов через систему ИЦР-нагрева (столкновения ион — атом);

откачка участка магнитного поля с изогнутыми силовыми линиями определяется скоростью натекания газа со стенок и приемников пучков, давление не хуже  $1,33 \cdot 10^{-4}$  Па, скорость 1—3 тыс. л/с. Откачка осуществляется криогенными насосами.

Производительность установки определяется средним током ионного потока, который генерирует источник. При токе порядка  $\sim 5$ —10 А и содержании целевого изотопа 15% такая установка может дать при непрерывной работе 50—100 кг  $^{157}Gd$  в год [24].

Заключение. Рассмотренные физические принципы и технологические решения говорят о возможности существенного улучшения параметров будущих установок для разделения изотопов методом ИЦР-нагрева. Обсуждаемый проект установки для разделения изотопов гадолиния является примером подобной перспективной установки.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шемля М., Перье Ж. Разделение изотопов. Пер. с франц. М.: Энергоатомиздат, 1980.
2. Обогащение урана. Под ред. С. Виллани. Пер. с англ. под ред. И.К. Кикоина. М.: Энергоатомиздат, 1983.
3. Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю. Движение заряженных частиц в электрическом и магнитном полях, § 15, 16. М.: Наука, 1978.
4. Yakovlenko S.I. Main physical problems of AVLIS technology in production ytterbium-168 in weighable amounts. — *Laser and Particle Beams*, 1998, vol. 4, p. 541—568.
5. Аскарьян Г.А., Намиот В.А., Рухадзе А.А. Изменение массового состава плазмы в плазменных ловушках при ионном циклотронном нагреве. — *Письма в ЖТФ*, 1975, т. 1, вып. 18, с. 820.
6. Dawson J., Kim H., Arnush D. e.a. Isotope separation in plasmas by use of ion cyclotron resonance. — *Phys. Rev. Lett.*, 1976, v. 37, p. 1547.
7. Grossman M., Shepp Th. Plasma isotope separation methods. — *IEEE Trans. on Plasma Science*, 1991, v. 19, № 6, p. 1114—1122.



8. Compant La Fontaine A., Pashkovsky V.G. Study of selective heating at ion cyclotron resonance for the plasma separation process. — *Phys. Plasmas*, 1995, v. 2, № 12, p. 4641—4649.
9. Compant La Fontaine A., Gil C., Louvet P. — *Com. Rend. Acad. Sci. Paris, Ser. II*, 1989, v. 308, p. 821.
10. Карчевский А.И., Лазько В.С., Муромкин Ю.А. и др. Исследование разделения изотопов лития в плазме при изотопически селективном ИЦР-нагреве. — *Физика плазмы*, 1993, т. 19, с. 411—419.
11. Волосов В.И. Источники ионов. Патент РФ № 2071137. — *Бюл. изобр.*, № 36; пер. 27.12.96.
12. Волосов В.И., Чуркин И.Н. Антенна. Патент РФ № 2120704. — Там же, № 29; пер. 20.10.98.
13. Волосов В.И., Котельников И.А., Чуркин И.Н. Способ нагрева ионов целевого изотопа в плазменном ИЦР-методе разделения изотопов и устройство для его осуществления. Патент РФ № 2143185. — Там же, № 35; пер. 20.12.99.
14. Волосов В.И., Котельников И.А., Кузьмин С.Г. Антенна для ИЦР-метода разделения изотопов на второй гармонике циклотронной частоты. Заявка на изобретение № 99109341 от 27.04.99.
15. Белагин М.И., Звонков А.В., Тимофеев А.В. Способ разделения изотопов. Патент РФ № 1742900 от 5.07.93.
16. Волосов В.И., Чуркин И.Н., Тимофеев А.В. Установка для разделения изотопов. Патент РФ № 2108141. — *Бюл. изобр.* № 10; пер. 10.04.98.
17. Муромкин Ю.А. Разделение изотопов в плазме с помощью ионно-циклотронного нагрева. — *Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы*, т. 12, М., ВИНТИ, 1991, с. 83—110.
18. Mussetto M., Romesser T., Dixon D. e.a. — *IEEE Intern. Conf. on Plasma Science, San Diego, Calif.* — 1983, *IEEE Conf. Record Abstracts.*, 1983, p. 71.
19. Volosov V.I., Abdrashitov G.F., Bekhtenev A.A. e.a. On the mechanism of heavy-impurity plasma filling (S-discharge). — *J. Nucl. Materials*, 1984, v. 128, № 129, p. 445.
20. Churkin I.N., Volosov V.I., Steshov A.G. Universal metal ion source. — *Rev. Scient. Instrum.*, 1999, v. 69, № 2, p. 822—824.
21. Котельников И.А., Кузьмин С.Г. Разделение тяжелых изотопов при помощи ИЦР-нагрева на второй гармонике. — *Физика плазмы*, 1999, т. 25, с. 10.
22. Тимофеев А.В. ВЧ-антенны для разделения изотопов. — Там же, т. 25, вып. 3, с. 232—241.
23. Котельников И.А., Кузьмин С.Г. Планарная антенна для ИЦР-разделения изотопов: Препринт ИЯФ 99-30. Новосибирск, 1999.
24. Волосов В.И., Котельников И.А., Кузьмин С.Г. О разделении изотопов тяжелых элементов методом изотопически селективного ИЦР-нагрева. — *Физика плазмы*, 1998, т. 24, № 6, с. 517—529.

Поступила в Редакцию 10.12.99

УДК 539.125.5.164; 539.173.84

## СИСТЕМА МОДЕЛИРУЮЩИХ ОПОРНЫХ ПОЛЕЙ НЕЙТРОНОВ НА ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИХ РЕАКТОРАХ

Севастьянов В.Д. (ГНЦ РФ — ВНИИФТРИ)

Метрологическое обеспечение нейтронных измерений на ядерных реакторах базируется на Государственном специальном эталоне единиц плотности потока и флюенса нейтронов [1—3]. Трудности метрологического обеспечения, обусловленные разнообразием энергетических спектров нейтронов, высокими требованиями к точности измерений (близкой к максимально достижимой на современном уровне развития науки и техники) и ограниченным набором нейтронных источников в составе госспецэталона, делают невозможным непосредственную передачу размера воспроизводимых госспецэталонных единиц в поля нейтронов реакторов. Поэтому было принято решение о создании системы моделирующих опорных полей нейтронов непосредственно на исследовательских реакторах. Размеры единиц плотности потока и флюенса нейтронов в моделирующих полях воспроизводятся совместно с госспецэталоном.

Совместное воспроизведение предполагает использование одних и тех же стандартизованных детекторов нейтронов, методик измерений, ядерно-физических констант и единой программы определения характеристик полей нейтронов при исследованиях во всех моделирующих опорных полях.

Ранее в практике нейтронных измерений получили распространение опорные поля нейтронов [4, 5]. Понятие опорного поля подразумевает наличие фиксированного объ-