

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

О разделении смесей химических элементов в плазме

Д.А. Долголенко, Ю.А. Муромкин

Рассмотрены предложения по плазменной переработке радиоактивных отходов (РАО) и отработавшего ядерного топлива (ОЯТ). Химическая переработка ОЯТ, основанная на экстракции его компонентов из водных растворов, является весьма дорогостоящей и оставляет новые отходы. Представлены экспериментальные работы по сепарации в плазме смесей химических элементов и изотопов, результаты которых могут способствовать оценке плазменных методов переработки РАО и ОЯТ. Анализ показывает, что общим препятствием для применения плазменных методов является различие в уровне ионизации компонентов РАО и ОЯТ при переводе их в плазменную фазу.

Ключевые слова: плазменная центрифуга, магнитная ловушка, центробежная ловушка, ионный циклотронный резонанс, отработавшее ядерное топливо

PACS numbers: 28.41.Kw, 52.25.Xz, **52.30. – q**, 52.75. – dDOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.12.038016>

Содержание

1. Введение (1071).
 2. Плазменная центрифуга (1073).
 - 2.1. История.
 - 2.2. Эксперименты на вакуумно-дуговой центрифуге.
 - 2.3. Особенности плазменных центрифуг.
 3. Плазменный фильтр масс (1080).
 - 3.1. Физические основы.
 - 3.2. Эксперименты на демонстрационной установке.
 4. Магнитоплазменные методы разделения (1082).
 - 4.1. Эксперименты с фильтром масс.
 - 4.2. Эксперименты при резонансной ионной циклотронной неустойчивости.
 - 4.3. Эксперименты с плотной вращающейся плазмой.
 5. Асимметричная центробежная ловушка (1085).
 - 5.1. Центробежные ловушки.
 - 5.2. Магнитный центрифужный фильтр масс.
 6. Плазмооптические способы разделения (1086).
 - 6.1. Метод плазмооптической масс-сепарации с электростатической фокусировкой.
 - 6.2. Плазменный сепаратор с потенциальной ямой.
 - 6.3. Разделение в криволинейном магнитном поле.
 - 6.4. Разделение в движущихся плазменных сгустках.
 7. Использование ионного циклотронного резонанса (1090).
 - 7.1. Разделение изотопов в плазме методом ионного циклотронного резонанса.
 - 7.2. Переработка радиоактивных отходов и отработавшего ядерного топлива методом ионного циклотронного резонанса.
 - 7.3. Потери частиц при транспортировке плазмы.
 8. Заключение (1093).
- Список литературы (1094).

Д.А. Долголенко, Ю.А. Муромкин. Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", пл. Академика Курчатова 1, 123182 Москва, Российская Федерация
E-mail: dolgolenko_da@nrcki.ru, murumkin_ya@nrcki.ru

Статья поступила 18 октября 2016 г.,
после доработки 9 декабря 2016 г.

1. Введение

Как правило, задачи, связанные с разделением смесей химических элементов, решаются в рамках химии. Так было и с переработкой радиоактивных отходов (РАО) и отработавшего ядерного топлива (ОЯТ). Однако выбранный химиками способ "водной" переработки имеет существенный недостаток: в результате его применения после переработки остаётся большой объём жидких радиоактивных отходов. Это относится прежде всего к основному процессу переработки — регенерации урана и плутония посредством экстракции (Plutonium-Uranium Recovery by EXtraction — PUREX). Уже в 1950-х годах химики начали работы по созданию фторидного, "сухого", метода переработки РАО и ОЯТ [1–3]. Однако фторидный метод пока не востребован промышленностью.

В 1990-х годах в США были начаты эксперименты с целью устранить физическими методами одну из проблем, возникших при хранении РАО. Речь идёт о намерении фирмы Archimedes Technology Group, Inc (ATG) осуществить в Хэнфорде ускоренную переработку РАО, представляющих собой жидкие отходы плутониевого производства — результат частичной переработки облучённого урана. К тому времени ресурс ёмкостей для хранения жидких отходов в Хэнфорде был исчерпан. В этих РАО [4] 99,9 % радиоактивности исходит от атомов с массой, большей 89 а.е.м. Однако перерабатываются отходы нерационально: 82 % массы, остекловываемой с целью захоронения в твёрдой матрице, составляют атомы с массой, меньшей 60 а.е.м.

ATG поставила своей целью отделение радиоактивной части отходов от балласта, с тем чтобы в несколько раз сократить захораниваемую массу. Масштаб работы — переработка накопившихся к тому времени нескольких десятков тысяч тонн отходов [5]. В качестве основы для этой работы был выбран разделительный эффект во

вращающейся плазме, предсказанный Окавой [6], который назвал разделительное устройство *плазменным фильтром масс* (*Plasma mass filter*). В дальнейшем для обозначения этого фильтра мы будем пользоваться аббревиатурой его названия в докладе [5]: АРМФ (Archimedes Plasma Mass Filter — плазменный фильтр масс "Архимед"). В обычной геометрии плазменной центрифуги со скрещенными электрическим и магнитным полями, где скорость электрического дрейфа $v_E = c[\mathbf{E}\mathbf{H}]/H^2$, эффект возможен в том случае, когда сила, действующая на ионы в радиальном электрическом поле, совпадает по направлению с центробежной, т.е. центральный электрод находится под положительным электрическим потенциалом. Согласно расчётам, при скорости вращения плазмы в скрещенных полях $\omega_E \approx \omega_{ci}/2$, где $\omega_{ci} = eH/(M_i^c c)$ — циклотронная частота иона с массой M_i^c (массой "отсечки" — "cutoff" [5]), ионы с массой $M_i > M_i^c$ не удерживаются в плазменном объёме и уходят на стенки разрядной камеры. Эффект идеально соответствовал задаче отделения радиоактивной части отходов. Варьируя величины электрического и магнитного полей, можно было прийти к необходимому значению M_i^c . Использование данного эффекта на практике обещало одноступенчатое, за один проход плазмой сепаратора, решение задачи, поставленной АТГ.

Для реализации проекта в АТГ был выбран двояный (tandem) фильтр масс [7], в котором подача разделяемой смеси и отбор её тяжёлой фракции производятся в среднем сечении разрядной камеры, а отбор лёгкой фракции — на обоих торцах этой камеры. Фирма построила крупную демонстрационную установку — Demo, предварительные результаты экспериментов на которой приведены в [5]. Ещё одна публикация касалась выбранного способа ионизации РАО. Описывались модельные эксперименты с ионизацией аргона с помощью геликонов — волн с круговой поляризацией, возбуждавшихся на частоте 6 МГц [8]. Подробное описание метода с превосходными иллюстрациями можно было найти на сайте АТГ в Интернете. О работах, проводимых в АТГ, было сообщено на 30-й конференции Европейского физического общества по управляемому термоядерному синтезу и физике плазмы, прошедшей в 2003 г. в С.-Петербурге [5], и они получили широкую известность в России.

Следует заметить, что эффект, положенный в основу разрабатываемого способа разделения, ранее в экспериментах не наблюдался. Причиной считалось то обстоятельство [6], что в экспериментах с плазменными центрифугами на центральный электрод подавался отрицательный потенциал. Уточним, что отрицательный потенциал на центральном электроде обычно поддерживался в стационарных плазменных центрифугах. Таким образом обеспечивалась устойчивая электронная эмиссия с катода. В импульсных плазменных центрифугах проводились опыты и при положительном потенциале центрального электрода [9–11]. Подчёркивалось также то, что для функционирования АРМФ требуется *бесстолкновительная* вращающаяся плазма [4, 5]. В таких условиях эксперименты с плазменными центрифугами, как правило, не проводились. При низкой плотности плазмы была выполнена работа [12] с отражательным, пеннинговским разрядом, и, действительно, при $\omega_E \approx \omega_{ci}/2$ наблюдался разделительный эффект: происходил селективный уход резонансных ионов вдоль силовых линий

магнитного поля. По мнению авторов [12], причиной нагрева и ухода ионов является развитие резонансной ионной циклотронной неустойчивости (ИЦН). В публикациях [4, 5] этот эффект не упоминался.

В 2006 г. поступление информации о работах в АТГ прекратилось. Руководители и участники работ, насколько нам известно, о прекращении работ не сообщили, но со временем это обстоятельство стало очевидным.

В начале 2000-х годов в Российском научном центре (РНЦ) "Курчатовский институт" были сделаны предложения относительно переработки ОЯТ и РАО плазменно-оптическим методом (Морозов и др. [13]) и методом ионного циклотронного резонанса (ИЦР) в плазме (Смирнов и др. [14, 15]). Вскоре были начаты работы в этом направлении (Егоров, Скибенко, Юферов и др. [16–18]) в Национальном научном центре "Харьковский физико-технический институт" (ННЦ ХФТИ) (Украина).

Об актуальности решения проблемы переработки ОЯТ и РАО напомнили последствия аварии на атомной электростанции Фукусима (Япония) 11 марта 2011 г. Откликом на эту аварию стало обращение сотрудников Принстонской лаборатории физики плазмы (Princeton Plasma Physics Laboratory — PPPL) в США Феттермана и Фиша к плазменным методам как средству переработки РАО и ОЯТ [19, 20]).

В настоящем обзоре рассмотрены экспериментальные работы, имеющие, по нашему мнению, отношение к решению задачи о разделении химических элементов в плазме. Результаты представленных экспериментальных работ частично восполняют дефицит экспериментальных исследований плазменных методов переработки РАО и ОЯТ. Мы обсуждаем физические основы процессов сепарации в плазме, при этом стремимся к тому, чтобы оценить возможности предлагаемых методов переработки могли и специалисты-химики. Важные для переработки РАО и ОЯТ технические вопросы в основном лишь отмечаем.

Мы считаем необходимым начать обзор плазменных методов сепарации с плазменных центрифуг (раздел 2). На сегодняшний день ряд предложений по переработке РАО и ОЯТ связан с вращающейся плазмой. Этим предложениям, начиная с АРМФ, посвящены разделы 3–5. Плазменные центрифуги в период их интенсивного изучения для переработки РАО и ОЯТ не предлагались: такая задача не ставилась, основной целью экспериментов являлось разделение изотопов.

Однако одну из разновидностей плазменных центрифуг, предложенную сотрудниками Йельского университета в США Кришнаном, Гевой и Хиршфельдом [21], целесообразно представить здесь детально. В экспериментах с этой плазменной центрифугой, имевших целью создание нового метода разделения изотопов, фактически было начато изучение и простейшей модели разделения РАО и ОЯТ — это те эксперименты, в которых в качестве катодов в разрядном устройстве использовались бинарные сплавы, а разделительный эффект определялся по составу осадка, образованного потоком плазмы на выходе из центрифуги [21, 22]. Эксперименты показали, что разделение химических элементов в плазменной центрифуге не всегда подобно разделению изотопов, поскольку различаются как массы, так и заряды ионов разделяемых компонентов. Наблюдалось, что лёгкий компонент смеси Al–Ti оказывается в равновесии не на оси, а на периферии центрифуги. Этой центри-

фуге и посвящён в основном раздел 2. Такую центрифугу в англоязычной литературе стали называть *vacuum-arc centrifuge* [22], и за ней прочно закрепилась аббревиатура VAC. У этой плазменной центрифуги нет общепринятого названия на русском языке. Мы будем называть её соответственно *вакуумно-дуговая центрифуга* (ВДЦ), хотя в данном случае термин "вакуумно-дуговая" — неточный, поскольку подразумевается дуга в парах, выделяющихся с поверхности электродов, находящихся в вакууме. Такая дуга кратковременно возникает в вакуумных выключателях [23].

Имеются подробные обзоры работ по плазменному разделению изотопов, в частности и с использованием плазменных центрифуг, — это обзоры Луве [24], Гроссмана и Шепша [25]. Конкретно плазменными центрифугам посвящены обзоры Устинова [26], Карчевского и Потанина [27]. В этих обзорах представлены результаты исследований, проведённых до конца 1980-х годов. Статус ВДЦ на 1994 г. представлен в обзоре Вичелло, Эванса и Симпсона [28]. Мы укажем в настоящем обзоре и более поздние работы, выполненные с целью улучшения разделительных характеристик ВДЦ. Показательна недавняя инициатива по созданию каскада ВДЦ [29], отражающая невозможность одноступенчатого разделения изотопов. Тема каскадирования ВДЦ обсуждалась в начальный период исследований в связи с задачей выделения изотопов ^{48}Ca , ^{203}Tl , ^{68}Zn [30]. Заметим, что при переработке РАО и ОЯТ плазменными методами каскадирование крайне нежелательно, поскольку требует повторения манипуляций с радиоактивными веществами.

Раздел 3 посвящён предложенному Окавой [6] плазменному фильтру масс АРМФ, положенному в конце 1990-х годов в основу деятельности АТГ.

В разделе 4 представлены исследования, проводимые с целью разработки метода переработки ОЯТ в ННЦ ХФТИ. Авторы [16] называют все плазменные методы сепарации, в которых плазма находится в магнитном поле, *магнитоплазменными*. В настоящем обзоре так озаглавлен только раздел 4.

Раздел 5 посвящён предложению Феттермана и Фиша относительно плазменной переработки РАО и ОЯТ [19, 20]. Феттерман и Фиш рекомендовали использовать для переработки асимметричную центробежную ловушку. Предложенный фильтр масс они назвали *магнитным центрифужным фильтром* (*magnetic centrifugal mass filter*, МСМФ).

Центробежная ловушка (ЦЛ) отличается от пробочной магнитной ловушки наличием второго механизма удержания плазмы — центробежного. Плазма в ней приводится во вращение, и это позволяет эффективнее её удерживать [31], поскольку с приближением замагниченных заряженных частиц по магнитным силовым линиям к магнитной пробке уменьшается расстояние от частиц до оси ловушки. При этом благодаря сохранению вращательного момента возрастает скорость вращения.

Утверждается, что в ловушке, в которой одна пробка преимущественно магнитная, а другая — преимущественно центробежная (такую ловушку называют асимметричной центробежной ловушкой — АЦЛ), подбором пробочных отношений можно создать условия, при которых тяжёлые ионы будут выходить через магнитную пробку, а лёгкие — через центробежную. На целесообразность использования АЦЛ в безнейтронном термоядерном реакторе (на основе реакции $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow$

$\rightarrow {}^3\text{He} + 8,7 \text{ МэВ}$) указал Волосов [32, 33]. По утверждению Волосова, в АЦЛ осуществимы условия, в которых частицы основной плазмы и продукты термоядерной реакции ("зола") будут выходить через противоположные пробки. Феттерман и Фиш, ссылаясь на работу [32], предложили использовать АЦЛ для сепарации в холодной плазме.

Раздел 6 посвящён плазмооптической масс-сепарации (ПОМС). Конечная цель одного из направлений в этой области (за ним и закрепилась аббревиатура ПОМС) — создание сепаратора, равного по качеству электромагнитному (ЭМ) сепаратору [34, 35]), но на несколько порядков превосходящего его по производительности [36]. Разумеется, такой сепаратор подошёл бы также для переработки РАО и ОЯТ [37]. В раздел 6 мы включили описание и некоторых других способов сепарации в плазме [38–40], не касаясь вопроса о строгой классификации их как плазмооптических [41].

Раздел 7 посвящён применению ионного циклотронного резонанса для плазменной переработки РАО и ОЯТ. Теория предложенного метода развита Тимофеевым, результаты обобщены в его недавнем обзоре [42], поэтому мы ограничимся кратким представлением метода. Экспериментальной основой пока являются только опыты по ИЦР-разделению изотопов. Известен единственный эксперимент по ИЦР-разделению смеси элементов — выделение золота из сплава Au–Cu–Zn [43].

В заключении (раздел 8) приведены наши замечания относительно оценок производительности предложенных плазменных методов разделения компонентов РАО и ОЯТ.

2. Плазменная центрифуга

2.1. История

Распространён следующий взгляд на преимущество плазменных центрифуг: простая механика (нет движущихся деталей), скорости вращения плазмы могут на один-два порядка превышать скорости вращения ротора газовых центрифуг.

Изучение плазменных центрифуг было начато в США с целью разделения изотопов урана в период осуществления Манхэттенского проекта, но опыты оказались неудачными [44]. Начало следующему этапу исследований положил шведский физик Боневье в 1966 г., теоретически показавший с помощью магнитной гидродинамики возможность разделения ионов по массам в полностью ионизированной плотной плазме, вращающейся в скрещённых электрическом и магнитном полях [45]. В 1971 г. Боневье также осуществил и первые эксперименты [46] с импульсной плазменной центрифугой, в которых продемонстрировал разделение изотопов водорода и неона (в статье [46] приведены и результаты предыдущей теоретической работы [45]). Возможно, данный опыт и не являлся опытом с полностью ионизированной плазмой, тем не менее он стимулировал многочисленные экспериментальные работы по плазменным центрифугам.

На целесообразность использования для разделения изотопов частично ионизированной плазмы указал другой шведский физик — Ленерт [47]. Ленерт предполагал, что в частично ионизированной плазме удастся сочетать высокую скорость вращения со сравнительно низкой температурой плазмы: для оценки изотопного раздели-

тельного эффекта в плазменной центрифуге можно использовать известную формулу для газовой центрифуги [48], в которой коэффициент разделения бинарной смеси

$$\alpha = \frac{(c_1/c_2)_r}{(c_1/c_2)_0} \propto \exp\left(\frac{\Delta M \omega^2 r^2}{k_B T}\right).$$

Здесь $(c_2/c_2)_r$ и $(c_1/c_2)_0$ — отношения концентраций компонентов бинарной смеси на периферии и на оси центрифуги, ΔM — разность масс, ω — скорость вращения, T — температура, r — радиус центрифуги, k_B — постоянная Больцмана.

Результаты разделительного процесса принято характеризовать достигнутым значением коэффициента разделения α . В работах по новым методам разделения обычно вычисляют коэффициент α , сравнивая концентрации выделяемого изотопа (или химического элемента) на выходе — продукта (product) — и в питающем потоке. При разделении изотопов их концентрация в питающем потоке обычно соответствует природной концентрации. Величина

$$\alpha = \frac{c_p(1 - c_0)}{c_0(1 - c_p)},$$

где c_p — концентрация выделяемого изотопа в продукте, c_0 — его концентрация в питании. Формула относится к бинарной смеси. В случае многокомпонентной смеси величинами $1 - c_0$ и $1 - c_p$ обозначают суммарную концентрацию всех остальных компонентов. По концентрации выделяемого изотопа (или химического элемента) в отвале (waste) c_w рассчитывается коэффициент обеднения плазменного потока: $\beta = [c_w(1 - c_0)]/[c_0(1 - c_w)]$.

Степень извлечения характеризуется коэффициентом извлечения γ , который определяется как отношение количества компонента смеси, собранного на коллекторе продукта, к количеству этого компонента, перенесённому плазменным потоком за время отбора.

Примером применения газового разряда в скрещенных электрическом и магнитном полях для получения разделительного эффекта в нейтральном газе (изотопы неона) являются эксперименты Джеймса и Симпсона [49] (Сиднейский университет, Австралия), в которых разделительный эффект возникал во вращающемся по инерции неоне после окончания короткого разряда. Опыты с импульсными плазменными центрифугами с частично ионизированной плазмой проводились в двух лабораториях Института атомной энергии им. И.В. Курчатова (Москва). В лаборатории А.И. Карчевского свойства центрифуги изучались по разделению изотопов инертных газов и смесей инертных газов [10, 11]. Конечной целью работ являлось, в частности, создание производительного метода разделения изотопов щелочных и щелочноземельных элементов, изотопы которых выделяются на малопроизводительных ЭМ-сепараторах. В лаборатории В.Д. Русанова планировалось создание на основе плазменных центрифуг плазмохимического реактора [50]. В экспериментах с центрифугой в этой лаборатории было детально изучено разделение изотопов водорода [51].

По технологическим причинам центрифуги с частично ионизированной плазмой не имели значительных перспектив: например, осуществить разделение изотопов

элементов-металлов можно только в центрифуге с горячими стенками, электродами и изоляторами при температурах, достаточных для поддержания давления паров на уровне ≥ 10 Торр. Круг легколетучих металлов ограничен [52]. Но привлекала новизна изучаемых явлений. Кроме того, чёткие разделительные эффекты свидетельствовали об устойчивости плазмы, что было неожиданным и тоже поддерживало интерес к исследованиям. В основном эксперименты были модельными, в них использовались инертные газы и водород-дейтериевая смесь.

Однако в начале 1980-х годов был обнаружен принципиальный недостаток центрифуг со *слабоионизированной* плазмой [53]: коэффициент разделения α в них ограничен — вследствие вязких потерь с увеличением скорости вращения возрастает температура плазмы. Максимальная величина $\alpha \approx \exp(4\Delta M/\bar{M})$, где ΔM и \bar{M} — разность масс разделяемых изотопов и их средняя масса [54]. Первоначально авторы [54] показали, что в типичных условиях основной вклад в нагрев плазмы вносит вязкая диссипация. Предположив, что плазма охлаждается за счёт теплопроводности нейтрального газа, они пришли к следующему выражению для коэффициента разделения: $\alpha \approx \exp[\Delta M \kappa / (R\eta)]$, где R — газовая постоянная, κ — коэффициент теплопроводности, η — коэффициент вязкости. Учитывая, что $\kappa/\eta = c_V$ (c_V — теплоёмкость газа), авторы [54] получили выражение для максимального коэффициента разделения. Мы продолжим обсуждение этого вопроса в разделе 2.3.

Вскоре после опубликования работы [53] появилась первая публикация о центрифуге с *полностью* ионизированной плазмой [21]. Целесообразность перехода к полностью ионизированной плазме связывалась в [21] не только с ограниченностью величины коэффициента разделения при слабой ионизации газа в центрифуге, но и с другой возможной проблемой при неполной ионизации: ограничением скорости вращения ионов в центрифуге на так называемом критическом уровне, $v_c = (2V_i/M_i)^{1/2}$, где V_i — потенциал ионизации нейтральных атомов.

Существование критической скорости было постулировано Альвенем в 1950-х годах в теории происхождения Солнечной системы. Утверждалось [55], что такова предельная скорость движения ионов в нейтральном газе. При её достижении энергия, передаваемая ионам, расходуется на ионизацию оставшихся нейтральных частиц. В англоязычной литературе предельную скорость называют критической скоростью ионизации (critical ionization velocity — CIV). Это явление связывают с пучковой неустойчивостью, развивающейся в плазме. Согласно теории (см. обзор [56]) электроны, ионизирующие нейтральные частицы, приобретают энергию при взаимодействии с волнами, возбуждаемыми ионами на нижней гибридной частоте $\omega_{LH}^2 = \omega_i^2 / (1 + \omega_e^2 / \Omega_e^2)^{1/2}$. Здесь ω_i , ω_e — ионная и электронная плазменные частоты, Ω_e — электронная циклотронная частота. История изучения этого явления в лабораторных условиях и в космосе в период до 2000-х годов также представлена в обзоре [56].

Следует добавить, что в экспериментах, связанных с изучением разделительных эффектов в плазменных центрифугах с частично ионизированной плазмой, это явление непосредственно не наблюдалось. В первой работе по ВДЦ [21], представленной как эксперимент с полностью

ионизированной плазмой, указано, что достигнутая скорость вращения превосходит CIV.

В 2000-х годах возродился интерес к центробежной ловушке [31] как к возможному термоядерному реактору. Эксперименты с плазмой, вращающейся со сверхзвуковой скоростью, проводятся в Мэрилендском университете в США (Maryland Centrifugal Experiment, МСХ) (Эллис и др. [57]). В этих экспериментах наблюдалось, в частности, ограничение скорости вращения на уровне CIV [58].

В работах мэрилендской группы начиная с [59] упоминается как бесспорный предел для скорости вращения полностью ионизированной плазмы, равный альвеновской скорости: $v_\phi < v_A$ ($v_A = H/(4\pi\rho)^{1/2}$, $\rho \approx n_i M_i$). В мэрилендских экспериментах этот предел выше ионизационного предела (CIV), тоже связанного с именем Альвена. Мы не будем далее обсуждать тему предельных скоростей вращения плазмы, полагая, что задачу разделения химических элементов при значительной разнице масс можно решить и при достижимых скоростях вращения.

2.2. Эксперименты на вакуумно-дуговой центрифуге

2.2.1. Описание экспериментов.

Большинство экспериментов по разделению изотопов и смесей химических элементов в плазменных центрифугах проведено на импульсных установках. Такой подход оправдан, если время установления разделительного эффекта меньше длительности импульса. При импульсном режиме работы в экспериментальной установке обычно нет высоких тепловых нагрузок на её элементы. Поэтому возможно проведение экспериментов и при таких параметрах разряда, которые недоступны в стационарном режиме для установки в обычной исследовательской лаборатории. Так, например, были выполнены работы [10, 11] с частично ионизированной плазмой. При этом, конечно, потребовалось нестандартное решение задачи о импульсном отборе проб газа для масс-спектрометрического (МС) анализа [60]. Параметры созданной позднее стационарной установки оказались хуже [61–63]. Вероятно, такими же соображениями руководствовались и при изучении импульсной ВДЦ. В стационарном режиме были проведены испытания ВДЦ небольшой мощности [64], но разделительный эффект при этом не измерялся.

Представим сначала некоторые способы возбуждения вращения плазмы в плазменных центрифугах (рис. 1). Первый способ основан на предположениях о передаче потенциала центрального электрода вдоль внешнего магнитного поля и сильной анизотропии проводимости плазмы, когда образуется плазменный конденсатор с плазменным центральным электродом. В работах, упоминаемых в настоящем обзоре, такие условия создавались в разрядах при начальных давлениях рабочих газов $p_0 < 1$ Торр и продольных магнитных полях $H > 1$ кЭ. При больших начальных давлениях и меньших магнитных полях распределение линий тока приближается к изображённому на рис. 1а.

Второй способ, предложенный Ленертом [47], служит дополнением к первому, позволяя влиять на радиальный профиль скорости вращения плазмы. Этот способ применён в АРМФ, в установке ДИС [17] ННЦ ХФТИ и, наконец, он, возможно, будет применён и в случае

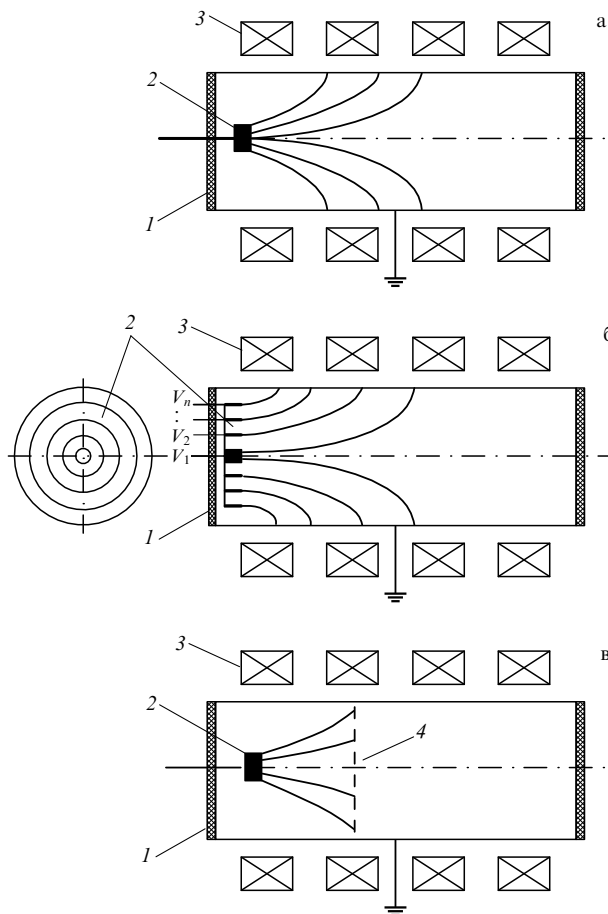


Рис. 1. Некоторые способы вращения плазмы постоянным и импульсным токами. 1 — разрядная камера, 2 — электрод, 3 — соленоид, 4 — металлическая сетка; V_1, V_2, \dots, V_n — потенциалы кольцевых электродов. Показаны вероятные линии электрического тока в разрядах.

создания МСМФ, так что далее мы продолжим его обсуждение. Тем не менее здесь заметим, что в стационарном устройстве указанный способ целесообразно применять при использовании независимой ионизации рабочего вещества.

Наконец, неочевидный способ, представленный на рис. 1в, использовался в экспериментах с ВДЦ (исключением является только первая работа по этой центрифуге [21], выполненная по способу, схематически показанному на рис. 1а). Однако если учесть разницу площадей поверхности катода и соответствующей (по магнитным силовым линиям) поверхности проволок сетки, то станет объяснимым появление радиального компонента тока разряда, приводящего во вращение плазму при взаимодействии с продольным магнитным полем ($j_r B_z$). Наличие радиального тока подтверждается тем фактом, что диаметр плазменного столба за сеткой превышает диаметр катода [22].

Использование сетки в ВДЦ необходимо. К сожалению, ни в одной из работ, посвящённых ВДЦ, нет пояснений на этот счёт. В связи с этим укажем, что в сильноточных разрядах сетку в качестве анода применяли в 1970-х годах Карчевский с сотрудниками [65, 66]. В эквипотенциальном пространстве за сеткой изучались свойства генерируемых в разрядном промежутке электронных пучков. Мы полагаем, что и в ВДЦ сетка

ограничивает область разряда и обеспечивает возможность измерения параметров плазмы и разделительного эффекта в эквипотенциальном пространстве. С той же целью сетка применялась и в некоторых экспериментах по ИЦР-разделению изотопов (см. раздел 7). Очевидно, что вращающая сила $j_r B_z$ при наличии сетки в среднем меньше.

Большинство экспериментов по изучению разделительных характеристик ВДЦ выполнено на установках, имевших в основе конструкцию, предложенную в Йельском университете [21]. Не было принципиальных различий в параметрах установок и характеристиках создаваемой в них плазмы. Опишем работу ВДЦ, усредняя параметры экспериментов. При этом не будут учтены лишь параметры более мощной установки в Университете Ибараки (Япония) [67]. На рисунке 2 представлена типичная схема ВДЦ [22].

В ВДЦ шнур вращающейся металлической плазмы диаметром 4–6 см находится в протяжённой (до 2 м длиной) вакуумной камере диаметром 15–18 см, помещённой в соленоид. Длина участка однородного магнитного поля до 1,2 м. Плазма создаётся при ионизации паров металла, выделяющихся вследствие эрозии катода в сильноточном импульсном разряде между катодом и используемой в качестве анода металлической сеткой.

Первоначальный электрический пробой промежутка катод–сетка (≈ 10 см) происходит при испарении материала катода лазерным излучением. Плазма в разрядном промежутке приводится во вращение указанным выше способом (рис. 1в). Вращающаяся плазма распространяется вдоль магнитного поля в эквипотенциальное пространство за сетку и, как показали измерения состава осадка смеси Cu–Ni в различных сечениях, на расстоянии 60–70 см от сетки в плазме устанавливается радиальный разделительный эффект.

В опытах по разделению изотопов установлено, что происходит обогащение периферийной области плазменного столба ионами тяжёлых изотопов, а приосевой —

ионами лёгких. При гауссовом радиальном распределении плотности ионов, устанавливаемом при распространении плазмы в магнитном поле за анодной сеткой, обогащение тяжёлыми изотопами на периферии существенно превышает обогащение лёгкими изотопами на оси. В отношении сепарации ВДЦ была охарактеризована как *прямоточная центрифуга* [26, 27].

Первоначально разделительный эффект измерялся по радиальной зависимости отношения концентрации ионов-изотопов. Ионы выводились для МС-анализа через отверстия в торцевом фланце — приёмнике плазменного потока (см. рис. 2). Для этих измерений в Йельском университете использовался секторный масс-спектрометр, предназначенный для изучения импульсных процессов [68]. В других лабораториях с той же целью использовались квадрупольные масс-спектрометры.

Позднее для измерения изотопического разделительного эффекта стал применяться МС-анализ состава осадка на пластине-приёмнике плазменного потока. Использовалась масс-спектропия вторичных ионов (Secondary-Ion Mass Spectrometry — SIMS). Химический состав осадка при разделении сплавов на компоненты определялся с помощью электронной спектроскопии для химического анализа (Electron Spectroscopy for Chemical Analysis — ESCA).

Скорость вращения плазменного шнура измерялась в основном по фазовому сдвигу периодических колебаний плотности, регистрируемых с помощью электрических зондов, введённых в плазму со смещением по азимуту. В работе [69] скорость вращения одновременно измерялась по доплеровскому сдвигу спектральных линий. Утверждалось, что угловая скорость вращения ω в плазменном шнуре не зависит от радиуса, т.е. шнур вращается как жёсткий ротор. В одной из заключительных работ, посвящённых ВДЦ [70], указано на универсальную дрейфовую неустойчивость плазмы как на причину наблюдаемых колебаний плотности. Диапазоны параметров ВДЦ приведены в табл. 1.

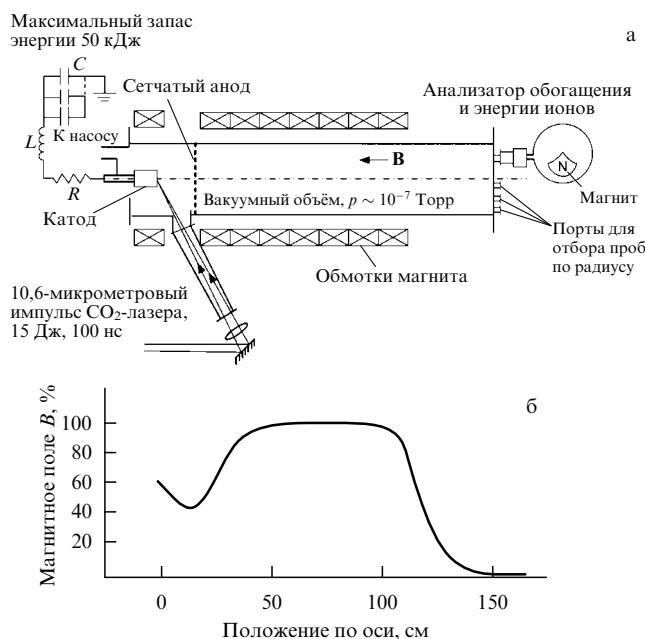


Рис. 2. Схема вакуумно-дуговой центрифуги (Йельский университет, США) [22].

2.2.2. Результаты экспериментов. В начальный период исследований, когда разделительный эффект оценивался по относительной концентрации ионов-изотопов, выдающийся результат был получен при разделении изотопов циркония. Обогащение, измеренное по изменению отношения концентрации ионов $^{96}\text{Zr}^{2+}/^{90}\text{Zr}^{2+}$ ($\Delta M = 6$ а.е.м.) от периферии плазменного шнура к его оси, составило 1700 % [71]. Мы не будем далее приводить

Таблица 1. Параметры вакуумно-дуговой центрифуги

Параметр	Значение
Продольное магнитное поле	0,01–0,5 Тл
Диаметр катода	1,5–2,5 см
Разрядный ток	1–6 кА
Напряжение на конденсаторной батарее	≤ 5 кВ
Энергия, запасённая в батарее	~ 50 кДж
Длительность разряда	≤ 10 мс
Диаметр плазменного шнура	4–6 см
Концентрация ионов на оси шнура	$\leq (1-5) \times 10^{13}$ см $^{-3}$
Кратность заряда ионов Z	2–4
Частота вращения плазменного шнура	20–30 кГц
Продольная скорость движения плазмы в шнуре	$\sim 10^6$ см с $^{-1}$
Количество вещества, переносимого за импульс	10–100 мкг

такую характеристику данного разделительного эффекта, поскольку она не соответствует принятым для описания процесса сепарации. Действительно, иногда указывают в процентах величину коэффициента обогащения $\varepsilon = \alpha - 1$, но этот коэффициент используют для характеристики разделительного процесса только при $\alpha - 1 < 1$ [72]. Далее, характеризуя разделительный эффект, мы будем приводить непосредственно коэффициент разделения α .

Приведём основные результаты экспериментов, выполненных в Йельском университете по разделению изотопов:

- изотопы меди $^{65}\text{Cu}/^{63}\text{Cu}$, $\alpha \approx 2$ [21];
- изотопы циркония $^{96}\text{Zr}/^{90}\text{Zr}$, $\alpha \approx 18$ [71];
- изотопы магния $^{24}\text{Mg}/^{25}\text{Mg}$, $\alpha = 1,2$; $^{24}\text{Mg}/^{26}\text{Mg}$, $\alpha = 1,3$ [73].

В работе [73] изотопный разделительный эффект в магнии измерен на основе МС-анализа проб вещества. К сожалению, неизвестно, подтверждён ли МС-анализом проб сильный разделительный эффект, относящийся к изотопам циркония [71]. Работа [73] оказалась последней в ряду публикаций сотрудников Йельского университета по указанным экспериментам. Но к этому времени были начаты работы с ВДЦ в Институте космических исследований в Бразилии (Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, INPE), в Сиднейском университете и Австралийской организации по ядерной науке и технологии (Australian Nuclear Science and Technology Organisation, ANSTO), израильской фирме Изомед (Isomed) и Университете Ибаракы (Ibaraki University) в Японии. Результаты экспериментов, проведённых вне Йельского университета до 1994 г., суммированы в обзоре [28]. В таблице 2, взятой из [28], указаны коэффициенты разделения α .

Заметим относительно данных, приведённых в табл. 2, что результаты экспериментов по разделению изотопов магния в INPE практически совпадают с результатами, полученными в Йельском университете. В экспериментах по разделению изотопов меди в двух австралийских лабораториях высокие значения коэффициента разделения ($\alpha \approx 2$), полученные в Йельском университете, не были достигнуты.

К теме настоящего обзора непосредственно относятся результаты экспериментов по разделению в ВДЦ химических элементов. Для того чтобы представить их, необходимо предварительно привести результаты расчёта разделительного эффекта [22]. Расчёты на основе двухжидкостной магнитогидродинамической модели плазмы дают величину установившегося разделительного эффекта. Относительно процесса диффузии, приводящего к установлению разделительного эффекта, авторы [22] отмечают, что для его определения необхо-

дима кинетическая теория. Согласно расчётам равновесное радиальное распределение плотности ионов соответствует гауссову распределению:

$$n_i(r) = n_i(0) \exp(-\beta r^2), \quad (1)$$

где

$$\beta = \frac{Z_i e}{2k_B T} \left[2a - \omega_i B_z \left(1 + \frac{\omega_i}{\Omega_i} \right) \right], \quad (2)$$

ω_i — скорость вращения ионного компонента плазмы, Ω_i — ионная циклотронная частота.

Величину a можно определить по радиальной зависимости электрического потенциала плазмы:

$$\Phi(r) = \Phi(0) + ar^2. \quad (3)$$

Измерения радиального распределения потенциала в ВДЦ проводились неоднократно, в том числе в работе [22].

Формула для коэффициента разделения бинарной смеси изотопов идентична используемой при расчётах эффектов в газовых центрифугах:

$$\alpha = \frac{(n_{\text{H}}/n_{\text{L}})_{r_0}}{(n_{\text{H}}/n_{\text{L}})_0} = \exp\left(\frac{\Delta M \omega^2 r_0^2}{2k_B T}\right). \quad (4)$$

Эта же формула применима для расчёта коэффициента разделения бинарной смеси химических элементов при $Z_{\text{H}} = Z_{\text{L}}$. В случае $Z_{\text{H}} \neq Z_{\text{L}}$ непосредственно рассчитывается только следующий фактор разделения:

$$q = \frac{(n_{\text{H}}^{1/Z_{\text{H}}}/n_{\text{L}}^{1/Z_{\text{L}}})_{r_0}}{(n_{\text{H}}^{1/Z_{\text{H}}}/n_{\text{L}}^{1/Z_{\text{L}}})_0} = \exp\left[\left(\frac{M_{\text{H}}}{Z_{\text{H}}} - \frac{M_{\text{L}}}{Z_{\text{L}}}\right) \frac{\omega^2 r_0^2}{2k_B T}\right]. \quad (5)$$

При выводе формул предполагалось, что плазменный шнур вращается вокруг своей оси как жёсткий ротор: $v_{\varphi} = \omega r$, плазма является изотермической с давлением $p = nk_B T$.

На рисунках 3 и 4 показаны взятые из работы [22] радиальные распределения плотности осадка на приёмнике плазменного потока, коэффициенты разделения компонентов бинарных сплавов Al–Ti и Cu–Ni, вычисленные по составу осадков в различных точках приёмника плазменного потока. Из рисунка 3 видно, что при разделении смеси Al–Ti периферия плазменного шнура обогащена лёгким, а не тяжёлым компонентом. Традиционно, со сосредоточением тяжёлого компонента на периферии, разделилась в ВДЦ и смесь Cu–Ni (см. рис. 4). Средние заряды ионов — компонентов смесей, — которые определялись по результатам МС-анализа потока ионов на торец установки (см. рис. 2), составили: 1,97; 4,14; 3,0; 3,0 для Al, Ti, Cu, Ni соответственно. Очевидно, что концентрация ионов титана на оси связана с их высоким зарядом.

Обратим внимание на то, что коэффициент разделения смеси Cu–Ni $\Delta A \approx 5$ а.е.м. ($\alpha \approx 1,5$) (см. рис. 4), подчиняющейся законам центрифужного разделения, совершенно не соответствует коэффициенту разделения изотопов циркония $^{96}\text{Zr}/^{90}\text{Zr}$ $\Delta M = 6$ а.е.м. ($\alpha \approx 18$) [71]. К сожалению, последняя величина (за вычетом единицы) использовалась как опорная в оценках предполагаемых разделительных эффектов во вращающейся плазме: $\alpha = 10^3$ при разделении ионов с массами 65 и 80 а.е.м. [19].

Таблица 2. Значения коэффициента разделения α

Организация	Состав смеси				
	Cu/Ni	Zn/Cu	$^{65}\text{Cu}/^{63}\text{Cu}$	$^{26}\text{Mg}/^{24}\text{Mg}$	$^{25}\text{Mg}/^{24}\text{Mg}$
ANSTO	—	1,4	1,15	—	—
Сиднейский университет	1,4	—	1,18	—	—
INPE	—	—	—	1,26	1,15
Isomed	—	4	—	—	—
Университет Ибаракы	—	5	—	—	—

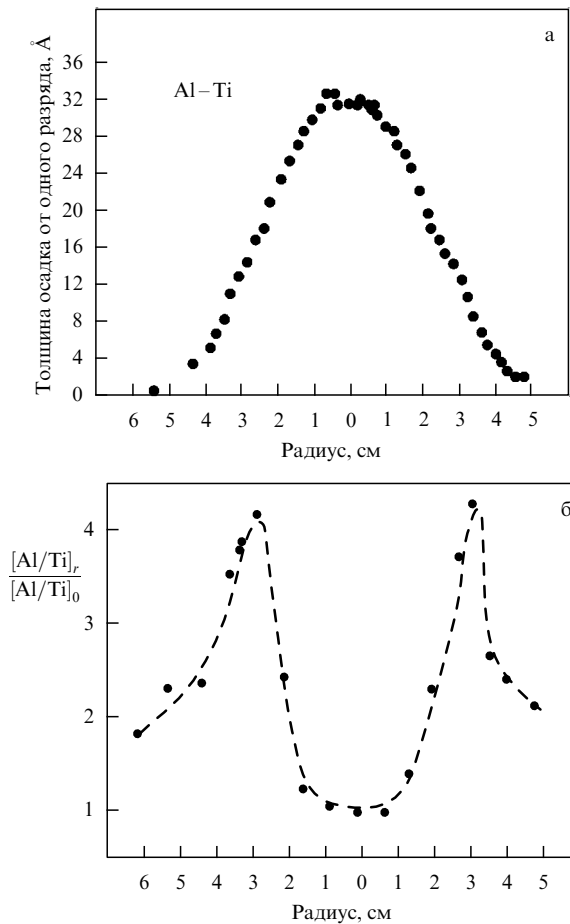


Рис. 3. (а) Радиальное распределение толщины осадка смеси Al–Ti. (б) Коэффициент разделения [22].

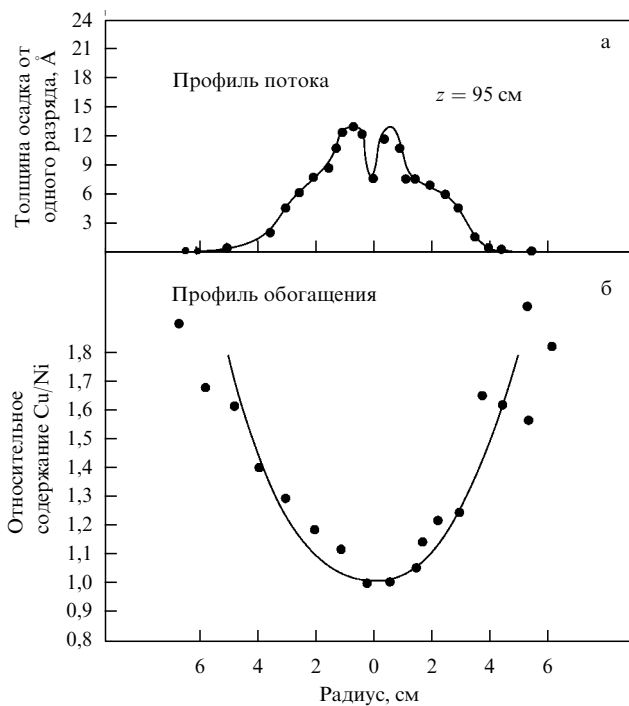


Рис. 4. (а) Радиальное распределение толщины осадка смеси Cu–Ni. (б) Коэффициент разделения [22].

По нашему мнению, ряд обстоятельств, чётко описанных в работе [71], должен был исключить использование этой величины как опорной. Во-первых, она получена по изотопическому составу потока ионов Zr^{2+} , составлявшего лишь 25 % от полного потока ионов (средний заряд ионов циркония в шнуре $\bar{Z} = 3$). Во-вторых, масс-спектрометр не разрешал сигналов компонентов изотопической смеси ионов. Вклад каждого изотопа в регистрируемый интегральный сигнал определялся с помощью математического анализа. В-третьих, не наблюдалось обеднения приосевой области плазменного шнура изотопами ^{96}Zr и ^{94}Zr , эквивалентного обогащению этими изотопами периферийной области. По нашему мнению, более обоснованно использовать для прогнозов величину $\alpha = 1,3$ ($\Delta M = 2$ а.е.м.) [73], полученную на основе МС-анализа проб магния.

Представленные выше разделительные свойства ВДЦ не позволяли предложить эту центрифугу для практического использования в изотопной промышленности. Последовал ряд экспериментов по выяснению факторов, влияющих на скорость вращения плазмы и её температуру [74, 75]. В частности, изучалась зависимость скорости вращения от геометрических и электрических параметров сетки-анода (рис. 1в). Однако эти эксперименты не выявили возможности существенно улучшить характеристики ВДЦ.

2.3. Особенности плазменных центрифуг

Итак, оказалось, что плазменная вакуумно-дуговая центрифуга не представляет собой столь же универсального разделительного устройства, каковым является газовая центрифуга. Парадоксальное явление — концентрация лёгких ионов в прямоточной плазменной центрифуге на периферии (см. рис. 3) — вероятно, будет наблюдаться и при разделении некоторых других смесей химических элементов. Наконец, возможно, что смесь вообще не разделится: так будет при $Z_H/M_H = Z_L/M_L$ (см. формулу (5)).

Заметим, что правильнее связывать отмеченные недостатки со свойствами не только центрифуги, но и плазмы. Обычно подчёркивают, что сепарация ионов в электромагнитных полях зависит именно от отношения Z/M , но, переходя от анализа процесса разделения изотопов к процессу разделения химических элементов, не всегда это учитывают. Мы коснёмся вопроса о влиянии заряда ионов на процесс сепарации их по массам и в других разделах обзора.

Воспользуемся для заключительного обсуждения упрощённой схемой ВДЦ (рис. 5). Рассмотрим стационарный процесс. Начнём с зоны ускорения плазмы. Можно представить, что в эту зону подаётся испарённая смесь



Рис. 5. Элементарная схема вакуумно-дуговой центрифуги [76].

компонентов РАО или ОЯТ. Предположим, что из смеси предварительно удалены компоненты-газы (кислород, азот и др.) и в ней присутствуют только конденсируемые компоненты, т.е. устройство будет работать в режиме проточной центрифуги [26, 27]. Смесь ионизируется в разряде постоянного тока между катодом и сетчатым анодом (модельными опытами можно считать выполненные по другому поводу эксперименты с ионизацией паров лития в подобном разряде [77, 78]). Образующаяся плазма ускоряется по φ и по z , а затем вращающимся потоком распространяется за сетку.

Что известно из экспериментов с ВДЦ? Поток в пролётной зоне удерживается от расширения внешним продольным магнитным полем (рис. 3а, 4а). Эксперименты с ВДЦ также показали, что радиальный разделительный эффект в плазменном столбе устанавливается за сеткой на пролётном расстоянии в 60–70 см [22]. За время пролёта (≈ 100 мкс) плазма в движущемся объёме совершает 2–3 оборота ($f = 20–30$ кГц, $v_z \sim 10^6$ см s^{-1}). По оценке авторов [22] частота ион-ионных соударений $v_{ii} = 10^6–10^7$ s^{-1} , т.е. эффект устанавливается в результате $10^2–10^3$ соударений. Расчёт по формуле для определения частоты соударений ионов [24]

$$v_{ii} \approx 5 \times 10^{-7} \frac{n_i Z^4}{T_i^{3/2} A^{1/2}},$$

где n_i — концентрация ионов [см $^{-3}$], T_i — температура ионов [эВ], A — атомная масса [а.е.м.], при $T_i = 1$ эВ, $n_i = 10^{13}$ см $^{-3}$, $Z = 3$ и $A = 65$ а.е.м. даёт $v_{ii} \approx 5 \times 10^7$ s^{-1} .

Исследования ВДЦ, по-видимому, подтверждают существование разделительного эффекта во вращающейся полностью ионизированной плазме, удерживаемой магнитным полем. Отметим это, имея в виду замечание автора обзора [26] о том, что за сеткой лишь проявляются результаты сепарации в частично ионизированной плазме: в зоне ускорения (см. рис. 5) до сетки при холодных стенках камеры нет условий для возникновения центрифужного разделительного эффекта в конденсируемом частично ионизированном паре. Заметим, что к установлению разделительного эффекта приводят лишь соударения ионов с разными массами (приведённые выше частоты соударений ионов относятся к ионам с одинаковой массой).

Возвращаясь к вопросу о разделении компонентов РАО и ОЯТ в ВДЦ, можно предполагать, что в осадке на охлаждаемом приёмнике плазменного потока в конце пролётной зоны (см. рис. 5) компоненты будут частично разделены. Величину разделительного эффекта можно прогнозировать и по коэффициенту разделения смеси Cu–Ni, $\Delta A \approx 5$ а.е.м., $\alpha \approx 1,5$ (см. рис. 4). Возможно, картина разделения будет искажена вследствие зависимости эффекта от отношения Z/M (см. формулу (5)). Здесь следует упомянуть важную техническую проблему: будет ли возможным длительное использование сетки (очевидно, вольфрамовой) в контакте с урановой плазмой?

В центрифугах с частично ионизированной плазмой, насколько известно, парадоксальные ситуации с концентрацией лёгкого компонента смеси на периферии центрифуги не наблюдались. По достигнутым коэффициентам разделения изотопов преимуществом в целом обладает ВДЦ, но в отдельных опытах с частично ионизированной плазмой были достигнуты результаты того

же уровня: так, в работе [79] при разделении изотопов неона $^{22}\text{Ne}/^{20}\text{Ne}$ ($\Delta M = 2$ а.е.м.) в смеси с водородом получен коэффициент разделения $\alpha = 1,44$, близкий по величине к наблюдавшемуся при разделении изотопов магния $^{26}\text{Mg}/^{24}\text{Mg}$ (см. табл. 2). Коэффициент разделения смеси водород–дейтерий составлял $\alpha = 20–25$ [51]. Коэффициенты разделения смесей инертных газов достигали величины в несколько сотен [10, 11].

Отрицательную характеристику как средство разделения по массам получила центрифуга со слабоионизированной плазмой (Вийнакер и Гранеман [53]) (см. раздел 2.1). Особенно подчёркивали эту характеристику исследователи ВДЦ. В [71] говорится, что в статье [53] прозвучал "похоронный звон" ("death knell") по центрифуге со *слабоионизированной плазмой*. Такая характеристика неточна, поскольку она относится не собственно к центрифуге, а к варианту её эксплуатации при малой мощности. Авторы статьи [53] указали условия, при которых справедливы их выводы: теплопроводность и вязкость плазмы в центрифуге определяются нейтральным компонентом плазмы. Очевидно, что с увеличением мощности разряда и повышением степени ионизации на указанные параметры будут оказывать влияние ионный и электронный компоненты плазмы. Такое влияние может проявиться и при низкой степени ионизации. Например, оценки показывают [80], что в инертных газах при температуре ~ 1 эВ и степени ионизации в несколько процентов частота ион-ионных соударений уже превысит частоту перезарядки.

В настоящем обзоре мы называем центрифуги с мощностью разряда в нейтральном газе ≥ 50 кВт центрифугами с *частично* ионизированной плазмой (повторяя название работы [47]). Отказаться от этих центрифуг, возможно, придётся по техническим причинам. Мы уже отмечали, что для работы с парами конденсируемых веществ необходимо нагреть все детали центрифуги, причём до температуры, при которой давление насыщенных паров всех компонентов смеси составило бы не менее 10 Торр. Решить такую задачу с целью переработки РАО и ОЯТ крайне трудно: мы исходим из опыта создания центрифуги, предназначенной для работы с парами лития [61–63].

Коснёмся вопроса о создании в плазменной центрифуге противоточных течений. В отличие от течений в газовых центрифугах, противоточные течения в плазменных центрифугах с частично ионизированной плазмой могут возникать самопроизвольно вследствие наличия продольных градиентов температуры и торможения газа у торцов разрядной камеры (виды самопроизвольных циркуляционных течений указаны, в частности, в работах [81, 82]). Способ создания управляемого противоточного течения для умножения радиального разделительного эффекта и перевода его в продольный эффект был предложен в упоминавшейся выше работе Боневье [45]. Предлагалось расположить на оси центрифуги токнесущий стержень: продольный ток создаст в плазме убывающее к периферии азимутальное магнитное поле H_φ , взаимодействие с которым радиального тока j_r приведёт к приосевому движению плазмы в направлении к торцу центрифуги и, как следствие, движению плазмы в обратном направлении у стенки. Этот способ возбуждения циркуляции в импульсной плазменной центрифуге с частично ионизированной плазмой был опробован в работе [83]. При разделении смесей инертных газов Ne–Xe и

He–Ne включение осевого тока (~ 10 кА) приводило к ожидаемому изменению локальных концентраций компонентов смеси.

Влияние самопроизвольных циркуляционных течений, по-видимому, проявилось в опытах со стационарной плазменной центрифугой [61–63] (это были опыты с частично ионизированной плазмой). Эффекты разделения газовой смеси (He–Xe) и изотопов ксенона оказались продольными. Наиболее вероятной причиной циркуляционного течения авторы указанных работ считали наличие продольного градиента температуры. Уменьшить разделительные эффекты можно было, создавая встречное течение газа с помощью лопаток, установленных на стенках разрядной камеры под углом 30° к плоскости сечения. При обратном направлении вращения (изменялось направление внешнего магнитного поля), когда направления потоков совпадали, разделительные эффекты не изменялись. В работе [63] был измерен динамический напор идущего от катода осевого потока плазмы и оценена скорость частиц в нём ($\sim 10^5$ см s^{-1}).

Итак, возможно ли применение плазменных центрифуг для переработки РАО и ОЯТ? В техническом отношении, по нашему мнению, для проведения работ в этом направлении наиболее подходит прямооточная вакуумно-дуговая центрифуга. Пока речь может идти об использовании центрифуги в решении частных задач, например разделения смеси лантаноидов и актиноидов. Авторы [84] предлагают решить эту задачу, применяя МСМФ (см. раздел 5). Представляют интерес подобные опыты и на ВДЦ.

3. Плазменный фильтр масс

3.1. Физические основы

В этом разделе мы представим сепарирующее устройство с вращающейся плазмой (АРМФ) (см. раздел 1) отдельно от плазменных центрифуг. Данное устройство, бесспорно, является плазменной центрифугой, но обычный центрифужный эффект, описанный в разделе 2, создатели АРМФ считали малым и не соответствующим задаче, отдавая предпочтение другому разделительному эффекту. На этот эффект, возможный в плазменной центрифуге при положительном электрическом потенциале центрального электрода (или приосевой области плазмы), впервые указал Окава [6].

В экспериментальных исследованиях плазменных центрифуг вопрос о полярности напряжения, возбуждающего радиальный ток, не был первостепенным. Этот вопрос возникал, например, при обсуждении механизмов разделения изотопов в центрифуге, дополнительных к центрифужному механизму [10, 11]. В импульсном режиме эксперименты проводились при обоих полярностях приложенного напряжения и достигаемые значения коэффициента разделения изотопов существенно не различались. Максимальные значения коэффициента разделения смеси инертных газов ($\alpha > 100$), действительно, измерены при положительном потенциале центрального электрода (рис. 1а), когда был возможен вклад катодореза. Стационарный разряд в центрифуге с центральным электродом-анодом оказался нестабильным [62].

При положительном потенциале центрального электрода центробежная и электрическая силы, действующие на ион во вращающейся плазме, складываются и удерживают

вращение в плазме ионов с массой M_i , большей критического значения M_i^c , оказывается невозможным. Величину M_i^c можно вычислить [6], используя одночастичную модель вращающейся плазмы.

На ион во вращающейся плазме действуют центробежная, электрическая и лоренцова силы. В состоянии равновесия

$$Mr\omega^2 + eEr - e\omega B_z = 0. \quad (6)$$

Решение уравнения (6) имеет вид

$$\omega = \frac{\Omega_i}{2} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4E}{rB_z\Omega_i}} \right). \quad (7)$$

Если $4E/(rB_z\Omega_i) > 1$, то баланс сил не может установиться. Для фильтра радиусом a с вращением плазмы как жёсткого ротора при потенциале центральной области V_{ctr} и нулевом потенциале стенок камеры

$$M_i^c = \frac{ea^2B_z^2}{8V_{ctr}}. \quad (8)$$

У многозарядных ионов критической будет "эквивалентная" масса M_i/Z [4]:

$$\frac{M_i}{Z} = \frac{ea^2B_z}{8V_{ctr}}. \quad (9)$$

Упомянутая статья [4] посвящена описанию дополнительных возможностей для сепарации в АРМФ при использовании в качестве V_{ctr} суммы постоянного и переменного потенциалов: $V_{ctr} = V_{dc} + V_{rf}$. Вместе с тем отмечены и предполагаемые недостатки "стандартного" АРМФ ($V_{ctr} = V_{dc}$). Первый недостаток связан с наличием многозарядных ионов, его отражает формула (9). В [4] этот недостаток проиллюстрирован примером: при критической массе $M_i^c = 75$ из ионизированных РАО не будут удалены ионы $^{90}\text{Sr}^{2+}$.

Второй недостаток — низкая производительность разделительной установки при умеренных внешних магнитных полях — обусловлен тем, что разделительный эффект возможен только при низкой плотности плазмы: $\Omega_i\tau_{ii} \gg 1$ — и, следовательно, при малом разделяемом потоке плазмы в установке. По мнению авторов [4], оба недостатка устранимы. На основании расчётов в одночастичном приближении утверждается, что посредством приложения даже бесконечно малого ("infinitesimal") дополнительного переменного напряжения V_{rf} на частоте $\omega = \Omega_i(1 - M_i/(ZM_i^c))^{1/2}$ можно вызвать неустойчивость орбиты иона и его уход на стенку камеры. Так, переменное напряжение с частотой $0,63\Omega_i$ позволит удалить из плазмы на стенки камеры ионы $^{90}\text{Sr}^{2+}$. Увеличение внешнего продольного магнитного поля B_z и соответствующее увеличение радиального электрического поля E_r позволят повысить в установке разделяемый поток. В статье [4] указано на возможность разделения изотопов в АРМФ на частоте ионного циклотронного резонанса Ω_i ($V_{dc} = 0$). Заметим, однако, что сходный метод уже применялся Доусоном и др. [85]. По расчётам, при переменном поле $E_r \propto r$ (такая зависимость выбрана в АРМФ для постоянного электрического поля) вывод резонансных ионов на коллектор потребует меньших затрат энергии, чем в однородном переменном поле. В

заключение в [4] пояснено, что квазинейтральность плазмы в АРМФ при непрерывном уходе тяжёлых ионов на стенки камеры ($M_i > M_e^c$) будет поддерживаться за счёт электронного тока на торцевые электроды.

В АРМФ плазма приводится во вращение посредством подачи напряжения на торцевые электроды (рис. 1б). К началу экспериментов в АТГ наиболее известным экспериментом с применением этого способа вращения плазмы являлся эксперимент в ИЯФ СО РАН [86], выполненный с центробежной ловушкой по программе управляемого термоядерного синтеза (УТС). Наблюдаемая в опытах скорость дрейфового движения ионов $v_\phi = E_r/B_z$ в несколько десятков раз превышала альвеоновскую CIV [55].

Применение кольцевых электродов в АРМФ имело целью создание в плазме радиального профиля скорости вращения, соответствующего профилю скорости в жёстком роторе: $v_\phi = \omega r$, $\omega = \text{const}$. При таком профиле азимутальной скорости разделение компонентов смеси происходит по всему плазменному объёму, вне зависимости от места ионизации атомов [5]. Заметим, что данная цель противоположна той, с которой связано первое предложение колец [47]: Ленерт предполагал устанавливать таким образом радиальный профиль скорости вращения плазмы, при котором плазма не подвержена неустойчивости Рэлея (при профиле жёсткого ротора вращающаяся плазма неустойчива).

Механизм действия колец сложен. Попытка описать этот механизм сделана, например, в работе [87]. Успешный эксперимент с передачей потенциала колец в пробочную магнитную ловушку при плотности плазмы $\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ описан в работе [88]. Вопросы о границах применимости закона изоротации [89] и условиях эквипотенциализации магнитных силовых линий [41, с. 145] также важны для выяснения этого механизма. Но данная тема выходит за рамки настоящего обзора, поэтому в разделах 4 и 5 мы будем придерживаться в вопросе о передаче электрического потенциала вдоль силовых линий магнитного поля позиции авторов обсуждаемых работ.

Не менее сложный вопрос касается устойчивости плазмы в сепарирующих устройствах. Частичный ответ на него дают результаты многочисленных экспериментов по разделению изотопов в плазме. Чётко выраженные разделительные эффекты свидетельствуют о том, что плазма в применявшихся разделительных установках достаточно устойчива.

3.2. Эксперименты на демонстрационной установке

Результаты экспериментов по разделению смесей химических элементов на демонстрационной установке Demo в детальном изложении не опубликованы. Сообщалось о начале экспериментов по разделению инертных газов и планируемых экспериментах с примесью атомов металлов [5]. Позднее на сайте АТГ (<http://archimedeotechnology.com/index.asp>) было сообщено об успешном эксперименте со смесью паров Ag–Au. Но, как отмечалось во введении, этот сайт в 2006 г. стал недоступным. Следует добавить, что в 2007 г. появилась статья японских физиков о косвенном подтверждении эффекта Окавы [90].

Установка Demo была создана для показа на модельных, нерадиоактивных, веществах характерных для АРМФ физических и инженерных решений. На рисунке 6 приведена схема разрядного устройства установки Demo

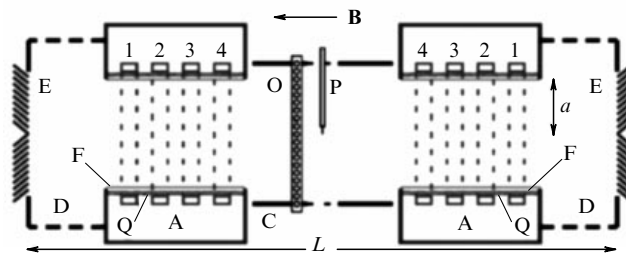


Рис. 6. Схема установки Demo [8]: 1–4 — витки антенны, А — полость для размещения витков антенны с дифференциальной откаткой, В — внешнее магнитное поле, С — коллектор тяжёлых частиц, D — диафрагмы, Е — электроды, F — экран Фарадея, О — оптические окна, P — зонд, Q — кварцевая труба, L — длина плазменного столба, a — его радиус.

[8]. (Вакуумная камера, внутри которой размещено разрядное устройство, на рисунке не показана.) Объём всей вакуумной системы составлял 16 м^3 . Вакуумная камера помещалась в продольное магнитное поле с индукцией $B \leq 1600 \text{ Гс}$, однородное в пределах 2% в объёме, занимаемом плазмой.

Решительным шагом стало использование в экспериментальной установке для создания столба плазмы большого диаметра ($\approx 80 \text{ см}$) ионизации с помощью геликонов — волн с круговой поляризацией, распространяющихся в плазме, в диапазоне частот от ω_{ci} до ω_{ce} . Этот способ ионизации, предложенный Босвеллом (Boswell) [91], прежде применялся лишь в небольших лабораторных установках [92, 93]. В опытах непременно использовалась диэлектрическая оболочка (труба из боросиликатного стекла или кварца), отделяющая плазму от индукционных высокочастотных (ВЧ) антенн. Имелась кварцевая оболочка и в установке Demo (Q на рис. 6). Мощность ВЧ-генератора, питающего антенны, могла достигать 4 МВт. Частота ВЧ-колебаний в экспериментах на Demo составляла 6 МГц. В статье [8] неоднократно подчёркивается, что Demo — самая большая в мире установка с геликоновым разрядом по первоначальной схеме [91]. Плотность аргоновой плазмы при начальном давлении аргона 16 мТорр и мощности ВЧ-разряда 628 кВт достигала величины $1,5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Электронная температура равнялась 2–4 эВ. О температуре ионов аргона данных нет.

У торцов вакуумной камеры установки Demo размещались наборы из десяти концентрических колец E (см. рис. 6), с помощью которых плазма приводилась во вращение (рис. 1б). Источники питания колец позволяли поддерживать на них потенциалы величиной до 700 В. Зондовые измерения показали, что в плазме по магнитным силовым линиям передаётся до 80% потенциала колец [5]. Наблюдаемая скорость вращения оказалась меньше ожидаемой, но её радиальный профиль соответствовал вращению жёсткого ротора. Для создания такого профиля на кольцах устанавливалось параболическое распределение потенциала.

Схема предполагаемого процесса разделения компонентов РАО на промышленной установке была представлена на упомянутом выше сайте АТГ. Отходы в виде микрокапель расплава инжектируются в предварительно созданную плазму в средней плоскости установки. В плазме вещество испаряется, атомы ионизируются, вовлекаются во вращательное движение и затем ионы с

массой $M_i > M_i^c$, носители радиоактивности, удержание которых в плазме становится невозможным (см. формулы (8), (9)), уходят на стенки камеры и конденсируются в коллекторе тяжёлых частиц. Лёгкие ионы, $M_i < M_i^c$, удерживаются в плазме до осаждения на торцевых электродах, которые таким образом выполняют и функцию коллектора лёгких нерадиоактивных ионов. Какая деталь представленного механизма разделения в экспериментах на установке Демо оказалась неработоспособной, неизвестно. Возможно, механизм действовал лишь при низкой плотности плазмы, при которой не было перспективы практического использования данного способа разделения. Авторы, предложившие МСМФ, считают недостатком АРМФ именно низкую производительность [20].

Приведём грубую оценку возможной величины массового потока в установке масштаба Демо (сечение плазменного столба $S \approx 4 \times 10^3 \text{ см}^2$ [8]). Если воспользоваться величинами плотности плазмы и электронной температуры, измеренными в экспериментах с аргоном, $n \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $T_e = 4 \text{ эВ}$ и принять скорость распространения ионов плазмы на торцы $v_z = (T_e/M_i)^{1/2} \approx 2,5 \times 10^5 \text{ см с}^{-1}$ ($M_i = 65 \text{ а.е.м.}$), то получим, что в плазменном столбе будет переноситься $\sim 100 \text{ кг}$ в сутки лёгкой фракции РАО. Параллельно с экспериментами на Демо разрабатывался проект коммерческой установки, способной перерабатывать около 700 кг отходов в сутки [5]. Видимо, на некотором этапе экспериментов стало ясно, что при столь интенсивных потоках разделительный процесс неосуществим. Осознание этого и могло стать причиной прекращения деятельности АТГ по переработке РАО. Заметим, что если, например, $T_i \sim 1 \text{ эВ}$, то при указанных выше величинах плотности плазмы ($\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$) и магнитного поля ($B \approx 0,2 \text{ Тл}$) даже однозарядные ионы являются немагнитными ($\omega_{ci} \tau_{ii} \sim 1$), т.е. при осуществлении разделительного процесса, свойственного замагниченной плазме, следует ориентироваться на меньшую плотность плазмы.

4. Магнитоплазменные методы разделения

4.1. Эксперименты с фильтром масс

Для Украины, поскольку там около 50 % электроэнергии вырабатывается на атомных станциях, задача переработки РАО и ОЯТ является актуальной [16]. Эксперименты по магнитоплазменному разделению, моделирующие процесс переработки, проводились в ННЦ ХФТИ [17, 18]. В 1970-х годах харьковскими физиками было обнаружено [12] явление селективного нагрева ионов при $\omega_E = \omega_{ci}/2$. Авторы [12] связывали наблюдаемое явление с развитием ионной циклотронной неустойчивости (см. подробнее в разделе 4.2).

В настоящее время эксперименты направлены на изучение плазменного фильтра масс, в котором критическая масса иона M_i^c должна определяться тем же соотношением $\omega_E = \omega_{ci}/2$ (см. раздел 3.1). Причём в фильтре масс необходимо поддерживать на оси вращающегося плазменного столба положительный электрический потенциал, тогда как в работе [12] вращение возбуждалось при отрицательном электрическом потенциале приосевой области плазмы. Схема экспериментальной установки, демонстрационно-имитационного сепаратора ДИС-1, приведена на рис. 7 [94].

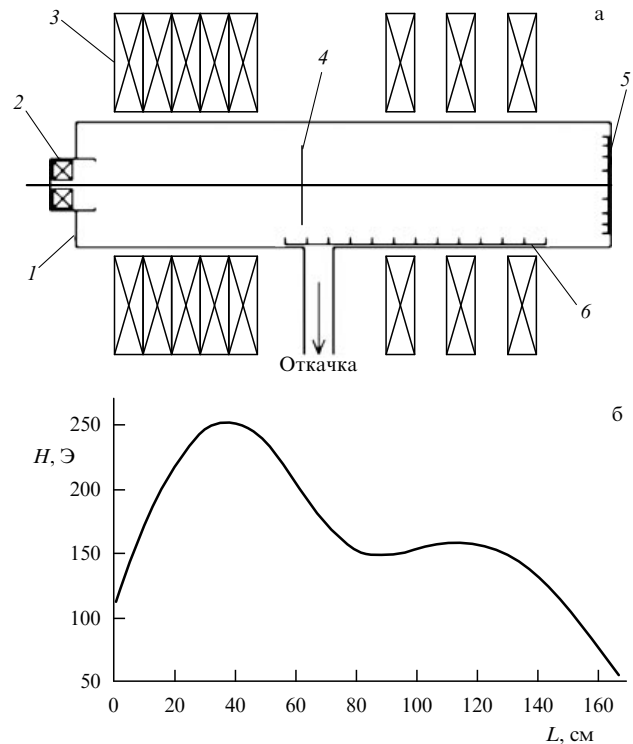


Рис. 7. (а) Схема установки ДИС-1 [94]: 1 — вакуумная камера, 2 — источник плазмы, 3 — соленоид, 4 — кольцевые электроды, 5 — торцевой приёмник ионов, 6 — продольный приёмник ионов. (б) Распределение напряжённости магнитного поля вдоль оси установки.

Для вращения плазмы используется набор 4 (см. рис. 7) из девяти концентрических кольцевых электродов. Полное напряжение на кольцах $U = 0 - 240 \text{ В}$ ($E_r = 0 - 12 \text{ В см}^{-1}$). На оси поддерживается положительный электрический потенциал, таким образом, установка работает в режиме фильтра масс (см. раздел 3), но области ионизации смеси и её разделения, в отличие от таковых в АРМФ, разнесены. Ожидалось, что при распространении вращающейся плазмы в спадающем магнитном поле в некотором сечении, где будет выполнено условие $\omega_E = \omega_{ci}/2$, ионы с массой $M_i > M_i^c$ покинут плазменный поток. Торцевой (5) и продольный (6) приёмники ионов в установке ДИС-1 (см. рис. 7) рассчитаны соответственно на регистрацию потоков ионов, движущихся вдоль и поперёк магнитного поля. Секционированные (ламельные) приёмники позволяют фиксировать распределение интенсивности потоков по радиусу и длине установки. В опытах магнитное поле в источнике 2 (см. рис. 7) направлялось навстречу основному полю (мы полагаем, что таким образом исключалась взаимная передача электрических потенциалов между электродами источника и системой 4 кольцевых электродов (см. рис. 7)). Согласно [95] установку возможно переоборудовать в ИЦР-сепаратор (см. раздел 7).

В экспериментах с плазмой инертных газов (Xe, Kr, Ar) [17, 18] и азотной плазмой [94, 96] в электрических и магнитных полях, которые, по оценкам, соответствовали равенству $\omega_E = \omega_{ci}/2$, наблюдался уход плазмы на стенки камеры. На рисунке 8 показаны сигналы на торцевой и продольный коллекторы в азотной плазме. Регистрировались молекулярные ионы азота N_2^+ .

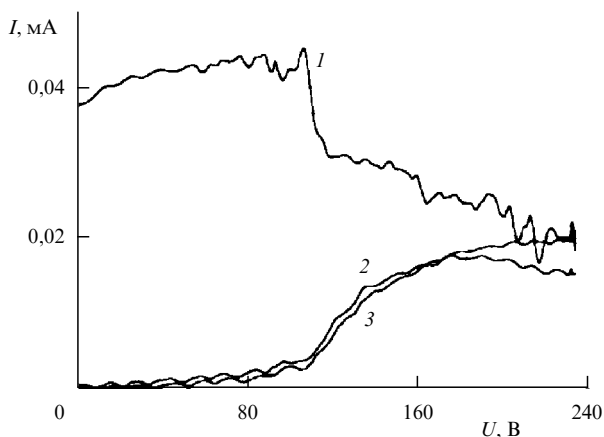


Рис. 8. Токи на торцевой и продольный коллекторы в зависимости от напряжения, приложенного к коаксиальной системе электродов [96]: 1 — ток на первую ламель торцевого коллектора, 2 — ток на первую ламель продольного коллектора, 3 — ток на вторую ламель продольного коллектора.

Эксперименты с газами не позволяют полностью продемонстрировать работу установки как фильтра масс. Поставлена задача провести эксперименты с плазмой ионизированных паров [18], в частности паров щелочных металлов и кальция, когда уходящие частицы будут осаждаться на приёмниках. Наряду со стандартным вопросом о производительности плазменного фильтра важен вопрос о максимальной концентрации примесей, до превышения которой этот фильтр останется работоспособным.

4.2. Эксперименты при резонансной ионной циклотронной неустойчивости

В конце 1960-х годов в разреженной плазме, вращающейся в скрещенных электрическом и магнитном полях, была обнаружена неустойчивость, названная авторами резонансной ионной циклотронной неустойчивостью (Рожков и др. [97, 98], ХФТИ). Авторы [97, 98] указали, что наблюдали неустойчивость при частоте вращения плазмы в скрещенных электрическом и магнитном полях $\omega_E \approx \omega_{ci}/2$ (приведём удобную для оценок "практическую" формулу [99]: $\omega_{ci} \approx 10^4 ZH/A$ [Э (а.е.м.)⁻¹]). Неустойчивость проявлялась в интенсивных колебаниях в плазме на циклотронной частоте ионов и её гармониках и уходе ускоренных ионов из разряда вдоль направления магнитного поля. Энергия уходящих ионов составляла 100–200 эВ.

В разделе 3.1 мы обратили внимание на устойчивость плазмы в опытах по разделению изотопов в плазменных центрифугах. Замечание относилось к гидромагнитной устойчивости. В этом разделе мы касаемся токовых и кинетических неустойчивостей, которые могут иметь и положительные следствия, приводя, например, к бесстолкновительному, турбулентному, нагреву плазмы [100].

Схема установки, на которой исследовался нагрев ионов при развитии резонансной ИЦН, представлена на рис. 9 [101]. Возбуждаемый разряд был вариантом отражательного разряда (разряда Пеннинга), в котором используются цилиндрические катоды (цилиндры на рис. 9 показаны авторами [101] условно). При такой конфигурации электродов (цилиндрические катоды од-

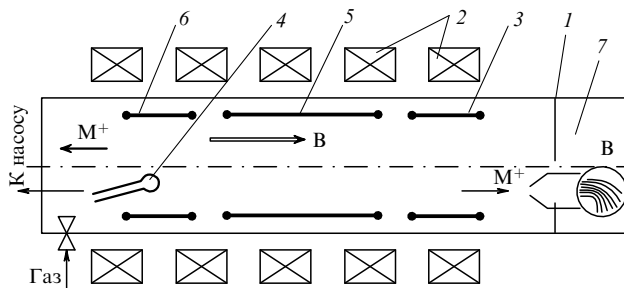


Рис. 9. Схема установки, в которой наблюдалась резонансная ионно-циклотронная неустойчивость [101]: 1 — вакуумная камера, 2 — катушки, создающие внешнее магнитное поле, 3, 6 — катоды, 4 — накаливаемый катод, 5 — анод, 7 — секция для размещения зондов и масс-спектрометра.

ного диаметра с анодом) отражательный разряд возможен при резком спаде магнитного поля на краю соленоида. Это достигалось применением ферромагнитного экрана. Конфигурация экрана в работах [97, 98] не приведена, но она, по-видимому, соответствовала конфигурации экрана в описанной в работе [102] установке, устройством которой в этих опытах было частично повторено.

Использовались цилиндрические электроды диаметром 80 мм. Зазор между катодами и анодом δ составлял 40 мм. Анодное напряжение $V_A \leq 2$ кВ (величина радиального электрического поля рассчитывалась по формуле $E_r = 0,3 V_A/\delta$, которая получалась из рассчитанного распределения электрического поля между катодом и анодом в вакууме). Магнитное поле $\leq 0,3$ Тл. Начальное давление рабочего газа $3 \times 10^{-6} - 7 \times 10^{-4}$ Торр, плотность плазмы $4 \times 10^9 - 5 \times 10^{10}$ см⁻³. В качестве рабочих газов использовались азот, кислород, аргон, гелий и их смеси.

Величины электрического и магнитного полей, при которых развивается ИЦН ($\omega_E = \omega_{ci}/2$), авторы [97] назвали "критическими": так, $H_c = [2M_i c^2 E_c / (er)]^{1/2}$. При $H \geq H_c$ в плазме наблюдалось резкое возрастание амплитуды колебаний на циклотронной частоте ионов и её гармониках, а при $H \leq H_c$ резко возрастала частота колебаний.

Селективность нагрева ионов при развитии ИЦН изучалась в работе [12]. Но для иллюстрации больше подходят данные, приведённые позднее в работе [101]. На рисунке 10 представлены радиальные зависимости сигналов с приёмника масс-спектрометра 7 (см. рис. 9) при различных внешних магнитных полях (ионы калия и марганца регистрировались при добавлении в разряд в газе паров K_2MnO_4). Видно, что условия для селективного нагрева возникают для ионов с различными массами в цилиндрических слоях с различными радиусами. На охлаждаемом коллекторе были получены осадки, обогащённые изотопами 7Li и 6Li . В этих экспериментах в разряд в газе добавлялись пары LiF.

Согласно [103] причиной возникновения неустойчивости во вращающейся плазме может быть движение электронов относительно ионов: при вращении плазмы электроны и ионы вследствие разницы центробежных сил дрейфуют в скрещенных электрическом и магнитном полях с разной скоростью. Достигая некоторого порогового значения, этот поперечный ("диамагнитный") ток

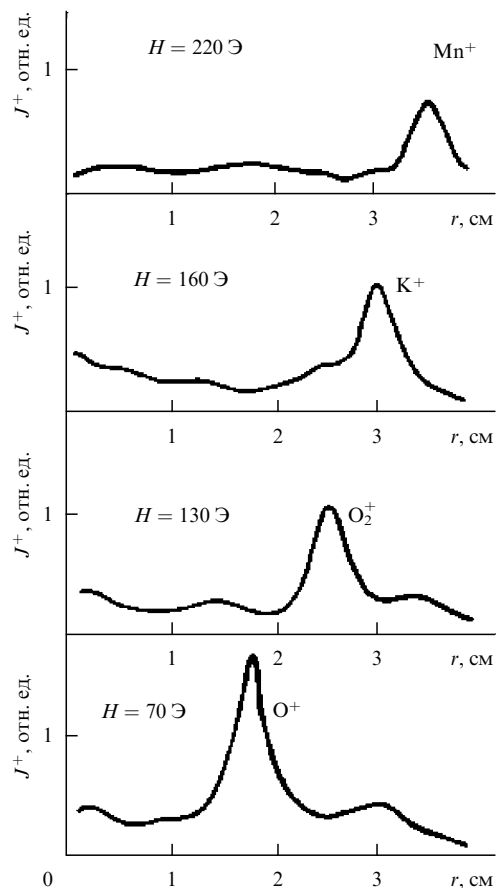


Рис. 10. Радиальная зависимость выхода J^+ ионов разных масс вдоль магнитного поля при развитии резонансной ИЦН [101].

может возбудить колебания в плазме. Однако при высоких величинах электрического поля, $E_r \gg E_c$, при которых резонансная ИЦН по-прежнему наблюдалась, могли возбуждаться, согласно теории, только колебания с частотой $\omega > \omega_{ci}$. Позднее в работе [104] было показано, что наряду с высокочастотными колебаниями в этих условиях могут развиваться и длинноволновые колебания на циклотронной частоте ионов и её гармониках.

Наблюдались ли аналогичные явления в других лабораториях? Во вращающейся газоразрядной плазме, по-видимому, не наблюдались, но в Q-машине (устройстве, в котором плазма образуется в результате поверхностной ионизации атомов на накаливаемой вольфрамовой или рениевой пластине) подобный эффект был замечен [105] (Калифорнийский университет в Ирвайне, США). Наблюдался нагрев ионов бария при возбуждении электростатической ионной циклотронной неустойчивости [106]. Неустойчивость возбуждалась продольным током. Показано, что это явление — пороговое. Приводят к нагреву ионов и электростатические колебания, возбуждаемые внешней антенной. В работе [107] зарегистрирован нагрев ионов K^+ (в опытах также использовалась Q-машина) на частотах $\omega = n\omega_{ci}$ ($n = 1-13$). При более мощном возбуждении нагрев происходил и на частотах, являющихся полуцелыми гармониками ω_{ci} : $n = 3/2, 5/2, 7/2$. В последних экспериментах вне диапазона наблюдений оказалась гармоника с $n = 1/2$. Нагрев ионов на частоте $\omega_{ci}/2$ наблюдался позднее в работе [108]: с помощью внешней антенны в криптоновой плазме нагре-

вались ионы-изотопы гелия $^3He^+$ и $^4He^+$ (гелий с искусственным изотопным составом добавлялся в криптон).

В заключение подчеркнём, что и опыты с резонансной ИЦН и упомянутые опыты с возбуждением электростатических ионных циклотронных волн были выполнены при низкой плотности резонансных частиц ($\leq 10^{10} \text{ см}^{-3}$).

4.3. Эксперименты с плотной вращающейся плазмой

В ННЦ ХФТИ проводятся эксперименты с отражательным разрядом при обычной для отражательного разряда Пеннинга геометрии электродов (установка "Макет" [109–111]). Такая геометрия объединяет эти эксперименты с экспериментами 1970-х годов, когда плазменная центрифуга с двумя противоположно расположенными катодами предлагалась как устройство, в котором ослаблены внутренние вторичные течения [112]. Разряд импульсный, длительность ~ 1 мс. Катоды — титановые или покрытые титаном. Диаметр катодов 10 см. Разряд возбуждался в водороде и аргоне. Давление газов 0,1–5 Па. Ток разряда до 2 кА. Вслед за пробоем во вспомогательном газе происходило распыление материала катодов, концентрация титана в плазме достигала 50 %.

Основные экспериментальные данные получены с помощью двухчастотной микроволновой рефлектометрии: микроволновое излучение полностью отражается от слоя плазмы при частотах, меньших электронной плазменной частоты $\omega_{pe} = (4\pi n_e^2/m)^{1/2}$. В данных экспериментах отражающими являлись слои с плотностью электронов $n_{e1} \geq 1,7 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $n_{e2} \geq 6,5 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ (длины волн излучения соответственно $\lambda_1 = 8$ мм и $\lambda_2 \approx 4$ мм). Наблюдались регулярные колебания отражённых от плазмы сигналов. С помощью рефлектометров, находящихся в одной плоскости сечения, но смещённых по азимуту, измерялись сдвиги фаз колебаний, по которым были рассчитаны скорости вращения электронного компонента плазмы в слоях с плотностью n_{e1} и n_{e2} , составившие $v_1 \approx 3 \times 10^6 \text{ см с}^{-1}$ и $v_2 \approx 10^6 \text{ см с}^{-1}$ соответственно. Как локаторы, рефлектометры позволяли определить и радиусы цилиндрических слоёв: $r_1 = 5$ см, $r_2 \approx 4$ см. Основываясь на этих измерениях, можно заключить, что $\omega_1 > \omega_2$, т.е. вращение электронного компонента плазмы не подобно вращению жёсткого ротора.

Анализ спектра колебаний отражённых от плазмы сигналов микроволнового излучения показал наличие линий, соответствующих циклотронным частотам имеющих в плазме ионов (ионный состав определялся по оптическим спектрам). Авторы экспериментов предполагают, что эти колебания связаны с развитием электростатической ИЦН и, как следствие, с возбуждением в плазме электростатических ионных циклотронных волн (указана монография [106]). Отметим в связи с обсуждением в разделе 4.2, что, по нашему мнению, данная неустойчивость в рассматриваемых экспериментах является сопутствующим явлением и, вероятно, к дополнительным к центрифужному разделительным эффектам не приведёт.

К сожалению, трудно представить эту конструкцию в качестве разделительной ячейки при разделении не газов, а химических элементов-металлов. Допустим, питание в ячейке обеспечит распыление двух катодов, но нет места для конденсации тяжёлой и лёгкой фракций разделённой смеси.

5. Асимметричная центробежная ловушка

5.1. Центробежные ловушки

Как упоминалось в разделе 2.1, в 2000-х годах вновь проявился интерес к магнитным центробежным ловушкам как средству удержания термоядерной плазмы. Хотя в качестве завершающей на предыдущем этапе экспериментов указывалась работа [86], выполненная при специфической для ЦЛ геометрии магнитного поля, новые эксперименты проводились в обычных пробкотронах. Для вращения плазмы система кольцевых электродов (рис. 1б) не использовалась: применялся протяжённый осевой электрод. Тем не менее и при нерегулируемом профиле азимутальной скорости не наблюдалось признаков гидромагнитных неустойчивостей. Измерения радиального распределения скорости вращения показали наличие стабилизирующего шира (dv_ϕ/dr) [113]. Плотность плазмы в ловушке на порядок превышала плотность плазмы за двойными пробками, магнитной и центробежной [114]. В успешный период этих исследований и был предложен магнитный центрифужный фильтр масс (МСМФ) [19, 20]). В качестве фильтра предлагалось использовать *асимметричную* центробежную ловушку [32]. Эксперименты с АЦЛ не проводились, так что упомянутые опыты с ЦЛ представляют собой пока единственную экспериментальную базу для нового фильтра.

5.2. Магнитный центрифужный фильтр масс

Предлагая новый фильтр МСМФ (рис. 11а), его авторы указывали на два его преимущества перед АРМФ: более высокая производительность, поскольку может использоваться плотная плазма, и независимость разделительного процесса от заряда ионов Z_i . Возможности фильтра в дальнейшем были уточнены [115]: величина рабочей плотности плазмы в МСМФ ограничена и сверху, и снизу (см. раздел 7.3), а расчёты относились лишь к плазме, в которой отсутствуют многозарядные ионы. От заряда не зависит высота центробежного барьера для иона, но в процессах, происходящих в МСМФ, кратность заряда будет иметь немаловажное значение. Предполагалось, что в АЦЛ плазма будет приводиться во вращение либо посредством подачи потенциала на концентрические кольца, либо с помощью радиочастотных полей [116]. На рисунке 11б приведена для сравнения схема ЦЛ [117].

В представленной на рис. 11а конфигурации магнитного поля вращение плазмы препятствует уходу ионов вдоль силовых линий в направлении уменьшения радиуса полого плазменного образования, поскольку частицы испытывают при этом действие возрастающей центробежной силы. Подбором скорости вращения плазмы ω_E можно установить граничную массу, при превышении которой ионы не преодолеют центробежного барьера. Эти частицы отразятся и выйдут из ловушки с противоположной стороны через магнитную пробку, преодолев её непосредственно или попав вследствие соударений в конус ухода. Частицы с массой, меньшей граничной, смогут преодолеть центробежный барьер. Таким образом, в правую сторону из МСМФ уходят лёгкие частицы, а в левую — тяжёлые (рис. 11а).

Условие отражения частицы от центробежного барьера [115] выражается как

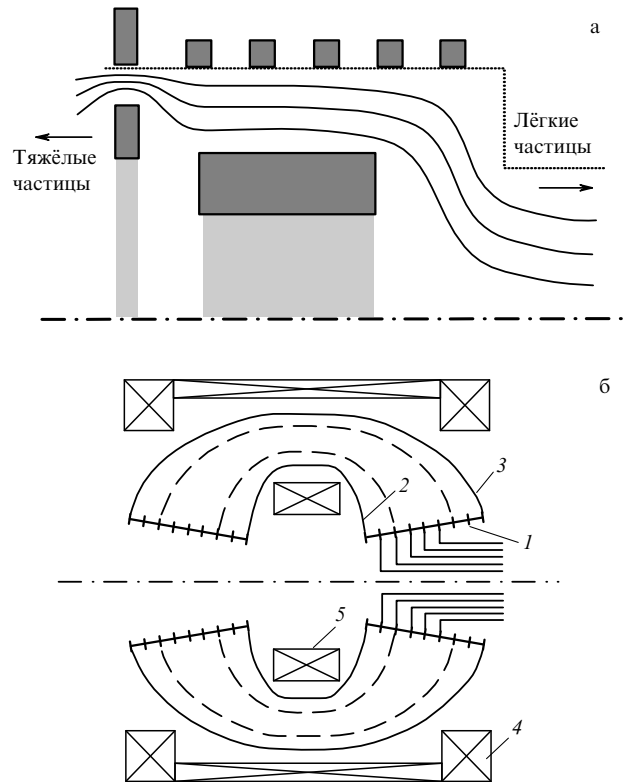


Рис. 11. (а) Схема МСМФ [20]; затемнённые прямоугольники указывают расположение катушек магнитного поля; сплошные кривые — магнитные силовые линии, пунктирная линия — граница вакуумного объёма, штрихпунктирная прямая — ось симметрии. (б) Схема центробежной ловушки [117]: 1 — кольцевые электроды, 2 — внутренняя стенка камеры, 3 — наружная стенка камеры, 4 — внешний магнит, 5 — внутренний магнит. Штриховыми кривыми показаны магнитные силовые линии.

$$\frac{M_L}{2} (1 - R_{r_L}^{-1}) \omega_E^2 r_0^2 \geq T_i. \quad (10)$$

Здесь ω_E — частота вращения вследствие электрического дрейфа, r_0 — первоначальное радиальное положение иона, $R_{r_L} = (r_0/r_{M_L})^2 \geq 1$, r_{M_L} — радиус соответствующей силовой линии в сечении ухода лёгких частиц. При температуре $T_i \sim 10$ эВ граничную массу на уровне массы стронция можно установить при скорости вращения $\omega_E r_0$ в несколько километров в секунду [115].

С противоположной, левой, стороны лёгкие частицы удерживает магнитная пробка. Условие отражения от пробки иона, появившегося в точке (r_0, z_0) :

$$\mu B_0 (R_{B_H}^{-1} - 1) \geq \frac{M_L}{2} (R_{r_H}^{-1} - 1) \omega_E^2 r_0^2. \quad (11)$$

Здесь $R_{B_H}^{-1} = B_0/B_{M_H} \leq 1$ — отношение магнитного поля B_0 в точке (r_0, z_0) к максимальному магнитному полю B_{M_H} , $\mu = W_\perp/B$, $R_{r_H} = (r_0/r_{M_H})^2 \leq 1$, W_\perp — энергия движения иона поперёк магнитного поля. Впервые условия удержания частиц в ЦЛ были сформулированы в работе [118] Бойера и др.

Очевидно, что при указанных направлениях выхода тяжёлой и лёгкой фракций разделённой смеси (рис. 11а) источник питания должен находиться внутри фильтра. В представлении МСМФ (рис. 11а) [19, 20] не указан способ ионизации разделяемой смеси. Использовать набор колец (рис. 1б) одновременно и для ионизации рабочего

вещества, и для вращения плазмы в МСМФ невозможно, поскольку фильтр является плазменной ловушкой. Позднее в работе [84] было сказано о возможности применения ионизации и в МСМФ с помощью геликонов [91].

Можно представить, что в МСМФ, как и в АРМФ, используется ионизация с помощью геликонов, или предположить, что применяется широко распространённый способ ионизации паров в условиях электронного циклотронного резонанса (ЭЦР-разряд [119]), но недопустимо, чтобы внутри ловушки существовало облако паров разделяемой смеси — мишень для перезарядки ионов, нарушающая процесс разделения в МСМФ. Следовательно, ионизированная разделяемая смесь должна создаваться в отдельном источнике и инжектироваться в МСМФ. В [20] упомянута инжекция плазмы вдоль магнитных силовых линий, но в этой и последующих работах обсуждается лишь инжекция в МСМФ разделяемой смеси в виде ионов. В работе [115] указана точка (r_0, z_0) , в окрестность которой целесообразно инжектировать ионы. Эта точка находится вблизи выхода лёгких частиц.

В РРПЛ начаты эксперименты с целью изучения процессов, на которых основаны предложенные фильтры масс [120]. Вероятно, будет определена и окончательная конструкция МСМФ.

В заключение укажем, что в упоминавшейся работе [115] рассчитан коэффициент разделения α при прохождении через МСМФ ионизированной смеси алюминия со стронцием. Предполагалось, что $\omega_E \ll \omega_{ci}$ и все ионы однозарядные. Плотность плазмы $\sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$, потери частиц в фильтре $\approx 15\%$. Величина $\alpha \approx 2$. В работе [84] рассчитан коэффициент разделения α при прохождении через МСМФ ионизированной смеси лантаноидов (средняя масса в продуктах деления урана $\bar{A} = 144$ а.е.м.) с актиноидом ^{241}Am (в литературе обсуждалась [121] проблема выжигания америция и нептуния как наиболее опасных компонентов ОЯТ). Величина $\alpha \approx 3$ (потери частиц $< 15\%$). Вопрос о транспортировке плазмы в магнитном поле обсуждается в разделе 7.3.

6. Плазмооптические способы разделения

6.1. Метод плазмооптической масс-сепарации с электростатической фокусировкой

Впервые на возможность применения ПОМС для переработки ОЯТ указали авторы работы [13]. Обсуждалась так называемая панорамная сепарация, т.е. выделение из смеси каждого химического элемента в отдельности (панорамным может быть ЭМ-сепаратор, но его производительность мала). Основой перерабатывающего устройства, по мнению авторов [13], должен быть стационарный плазменный двигатель (СПД), способный создавать потоки плазмы с плотностью эквивалентного ионного тока $\sim 1 \text{ А см}^{-2}$ [13, 41]. Выходящий из СПД поток плазмы — осесимметричный и полый, именно такой поток и необходим для работы плазмооптического масс-сепаратора. На рисунке 12 приведена схема масс-сепаратора с электростатической фокусировкой (ПОМС-Е) [36].

Ключевым элементом ПОМС является азимутатор — расположенный на входе магнит (2 на рис. 12) с радиальным магнитным полем в зазоре. Согласно рас-

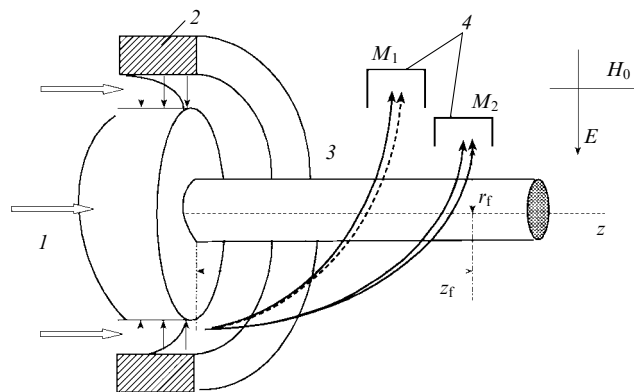


Рис. 12. Схема ПОМС-Е [36]: 1 — источник ионов, 2 — азимутатор, 3 — область разделения, 4 — коллекторы ионов.

чёту, при прохождении плазменного потока через зазор магнита ионы в плазме преобразуют часть кинетической энергии направленного движения в энергию вращения ($v_{z0}^2 = v_\varphi^2 + v_z^2$) и приобретают при этом следующую азимутальную скорость: $v_\varphi = Ze/(cM_i R)\psi$, где ψ — магнитный поток в азимутаторе, R — средний радиус кольцевого зазора в магните. После азимутатора ионы входят в область разделения 3 (см. рис. 12), где в цилиндрическом конденсаторе создано радиальное электрическое поле E_r (внешний цилиндр на рисунке не показан). Для обеспечения транзитивности, т.е. сохранения вакуумного распределения электрического поля и в плазме, предполагалось создать в области фокусировки слабое магнитное поле, практически не влияющее на движение ионов. В плоскости (r, φ) поле E_r способно фокусировать поток ионов при смещении на угол $\pi/\sqrt{2}$ (энергоанализатор Юза – Рожанского [48, с. 35]). Радиусы фокусных колец r_f (подразумевается осесимметричный источник ионов) определяются условиями равновесия: $M_i v_\varphi^2 / r = Ze E_r$.

В силу соотношения $v_\varphi \propto 1/M_i$ фокусные кольца для ионов разных масс будут иметь различные радиусы. На данное обстоятельство, т.е. на зависимость фокусирующих свойств такой системы от массы ионов, впервые было указано в работе [122]. В работах [13, 36] приведены результаты расчёта траекторий моноэнергетических ионов в ПОМС-Е с тремя массами: 80, 120, 160 а.е.м. Показано, что фокусные кольца для пучков этих ионов, имеющих радиальную расходимость $\pm 2,5^\circ$, будут находиться на расстоянии z_f в одной плоскости (на рис. 12 не отражено).

Решению задачи переработки ОЯТ с помощью ПОМС-Е посвящены работы, выполненные в Иркутском государственном техническом университете [37, 123–125]. Авторы указанных работ предложили устройство ПОМС-Е-3, сочетаемое в отношении разделения трёхкомпонентных смесей с источником плазмы, создающим немонотонный поток ионов [123]. В ПОМС-Е-3 коллекторами фракций являются торцевой приёмник и обкладки цилиндрического конденсатора. Это устройство и было рекомендовано для переработки ОЯТ с тремя группами элементов, соответствующих массовым числам 85–106, 134–155, 235–244 [37]. В первые две группы войдут продукты деления, а в третью — остатки топлива и образовавшиеся актиноиды.

Были проведены модельные эксперименты [124] — в плазменном источнике ионизировалась смесь трёх газов: азота, аргона и криптона. Зонды не показали распределения ионного тока в сепарирующем пространстве, свидетельствующего о разделении компонентов смеси. В работе [125] установлено, что плазма, проходя через азимутатор, приобретает положительный объёмный заряд, т.е. часть электронов отсекается (в этих экспериментах в области разделения внешние поля E_r и H_z не создавались). Показана возможность компенсации объёмного заряда с помощью термоэлектронной эмиссии с дополнительного вольфрамового катода. Таким образом, имеется возможность провести более успешный эксперимент по разделению указанной смеси. Следует отметить, что эксперименты проводятся при низкой плотности плазмы, $\sim 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Взаимодействие плазменных сгустков с поперечным магнитным полем изучалось в начальный период работ по УТС, в частности в работе [126]. Это были сгустки водородной плазмы с примесью ионов углерода, алюминия, железа. Наблюдалось, что такой магнитный барьер сам по себе обладает сепарирующими свойствами: прохождение ионов плазменного сгустка зависит от их заряда и массы.

6.2. Плазменный сепаратор с потенциальной ямой

Плазменный сепаратор с потенциальной ямой [38] предложен совместно сотрудниками Объединённого института высоких температур РАН и сотрудниками Московского физико-технического института. В качестве примера, показывающего применимость данного устройства для переработки ОЯТ, авторами [38] была решена задача о разделении бинарной смеси однозарядных ионов с массами 240 и 150 а.е.м., решение которой моделирует разделение актиноидов и продуктов деления в сепараторе. Предложены сепараторы с азимутальным и аксиальным магнитными полями. Приведём здесь описание сепаратора с азимутальным магнитным полем.

На рисунке 13а показаны траектории ионов, вошедших в азимутальное магнитное поле, создаваемое осевым током $I(r=0)$, протекающим в направлении отрицательных значений z ($H < 0$), на рис. 13б приведено

распределение потенциала электрического поля (потенциальная яма) — показан безразмерный потенциал $\Pi = U/U_D$, где $U_D = W_D/e$ (индексом D отмечены характерные значения потенциала и энергии ионов). Энергия ионов $\varepsilon = W/W_D$, начальная энергия $\varepsilon = 10^{-4} - 10^{-3}$, крайние траектории на рис. 13а соответствуют максимальной начальной энергии ионов $\varepsilon_0 = 10^{-3}$ при углах $\pm\pi/4$.

Процесс разделения проиллюстрирован для начальных энергий ионов 0,1–1 эВ: в этом случае $|U|_{\max} = 415 \text{ В}$, $I = 245 \text{ кА}$. На участке длиной $\sim 0,15a$ по z (a — характерная длина) ионы ускоряются до энергии $\sim 40 \text{ эВ}$. При этом соответственно уменьшаются разбросы по углам и энергиям. Далее лёгкие ионы возвращаются на торец ($z=0$), а тяжёлые попадают в потенциальную яму — так выбраны её положение и глубина. Тяжёлые ионы продолжают движение в направлении оси z . В сечении пучка, обозначенном петлёй (рис. 13а), энергия ионов составит 110 эВ. Напряжённость магнитного поля H_ϕ должна быть достаточной для возвращения ионов с энергией в несколько десятков электронвольт на исходную плоскость $z=0$.

Способ создания потенциальной ямы показан на рис. 14, где приведён эскиз сепаратора с азимутальным магнитным полем. Заметим, что электроды 3, с помощью которых задаётся электрический потенциал вдоль магнитных силовых линий, должны находиться в контакте с плазмой. В работе [38] создание такой "вспомогательной" плазмы не обсуждается. Можно предположить, что эта плазма будет создаваться наряду с разделяемым потоком. Источники плазмы 6 показаны на рис. 14.

В дальнейшем авторы показали [127], что при инъекции пучка ионов вдоль радиуса можно разделить ту же смесь ионов в сепараторе с азимутальным магнитным полем и радиальным электрическим при соответствующем выборе радиального распределения электрического потенциала, не используя потенциальной ямы.

6.3. Разделение в криволинейном магнитном поле

Величина скорости дрейфа ионов в криволинейном магнитном поле $v_d = (v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2/2)/(\omega_{ci}R)$ [31, с. 44], где R — радиус кривизны магнитных силовых линий. Под-

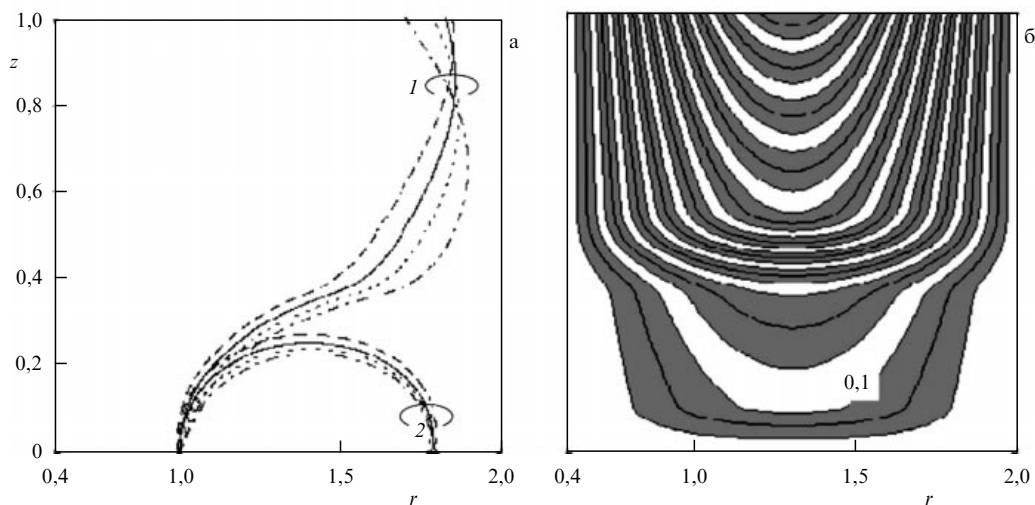


Рис. 13. (а) Траектории (1) тяжёлых, $A = 240$ а.е.м. и (2) лёгких, $A = 150$ а.е.м., ионов для углов $\theta = \pm 45^\circ$ и энергий $\varepsilon_0 = 10^{-4}, 10^{-3}$. Поле $H_\phi < 0$. (б) Линии уровня потенциала ($-\Pi$), нормированные на единицу, $\max |\Pi| = 0,415$ [38].

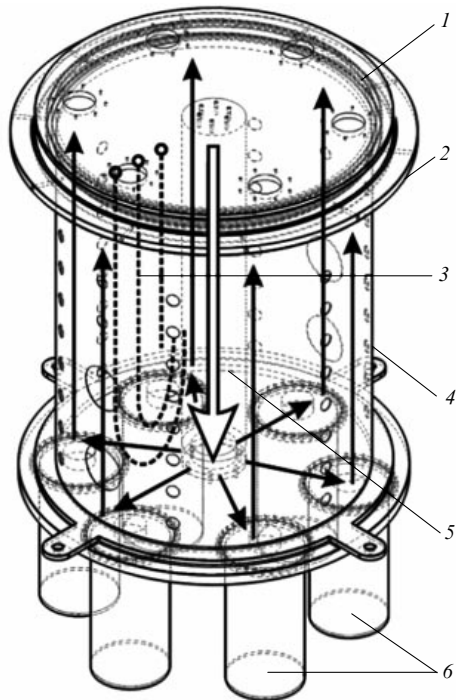


Рис. 14. Эскиз коаксиальной системы плазменной сепарации вещества ОЯТ [38]: 1 — изолятор, 2 — боковой токопровод, 3 — электроды, 4 — обечайка, 5 — центральный токопровод, 6 — источники плазмы.

разумеается магнитное поле, создаваемое тороидальной катушкой. Дрейф приводит к зависящему от массы (через время пролёта) отклонению ионов от оси системы в направлении бинормали к магнитным силовым линиям. При одинаковой температуре ионов в многокомпонентной смеси эффект разделения незначителен ($\alpha \sim \sqrt{M_{i1}/M_{i2}}$). Значительного разделительного эффекта можно ожидать, если направить в криволинейное магнитное поле поток ионов с различными продольной или поперечной энергиями: $v_d = [c/(eBR)](2\varepsilon_{||} + \varepsilon_{\perp})$ [128]. Такой способ отбора нагретых ионов из потока плазмы, возможно, будет применён в работах по переработке РАО и ОЯТ с помощью ИЦР-нагрева [14, 15, 42] (см. раздел 7). Осложняет процесс разделения то обстоятельство, что скорости центробежного и градиентного дрейфов (термины, используемые в [99]), к которым относятся слагаемые в формулах, зависят от заряда частиц, так что электроны и ионы дрейфуют в противоположных направлениях, создавая пространственную поляризацию плазмы.

Оказалось возможным очищать водородную плазму от примесей, направляя плазменный стужок в сектор тороидальной камеры [129, 130]. Эти эксперименты были начаты при предположении действия дрейфового механизма разделения, но уже в работе [130] авторы отказались от объяснения на его основе результатов экспериментов: по их оценкам, за время пролёта стужком секции тороида дрейфовое движение не успевает установиться.

Возможность центробежного разделительного эффекта, не связанного с дрейфом, при движении плазмы в криволинейном магнитном поле в известных нам работах не обсуждалась. Но вопрос об этом эффекте возник в связи с результатами экспериментов, описанных в работе [39].

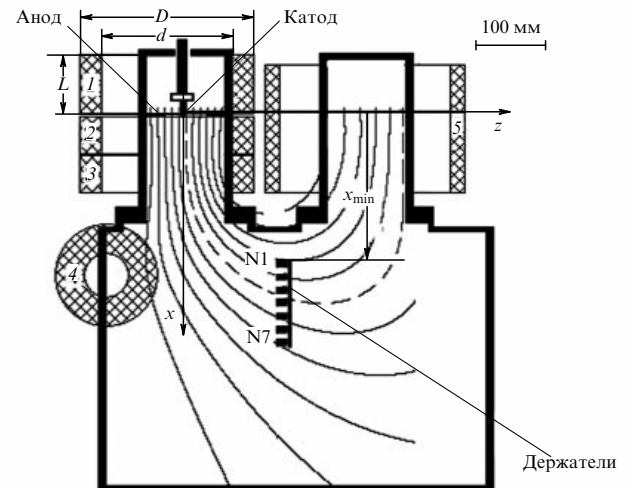


Рис. 15. Схема экспериментальной установки [39] (вид сверху): 1–5 — соленоиды магнитного поля, N1–N7 — места сбора вещества для анализа состава, x_{\min} — расстояние от плоскости yz до места взятия пробы N1.

В последние годы опыты по плазменному разделению смесей химических элементов в криволинейном магнитном поле проводятся в Иркутском государственном университете [39, 131, 132]. В работе [39] высказано намерение выяснить возможности этого метода в отношении переработки отходов атомной промышленности. В экспериментах используется неоднородное вдоль оси криволинейное магнитное поле, т.е. поле с переменной кривизной магнитных силовых линий. На расстоянии от источника плазмы до приёмника плазменного потока поле убывает от 200 Э до 20–30 Э. Схема установки, использованной в работе [39], показана на рис. 15.

Катод вакуумно-дугового разряда (см. рис. 15) изготовлялся из сплава, являющегося твёрдым раствором вольфрама в железе (17% W). Образующаяся в разряде плазма распространялась в криволинейном магнитном поле. Разделительный эффект рассчитывался по составу осадка на трёх приёмниках. Один приёмник располагался в плоскости xz , два других были смещены по оси y на расстояния 6 и 10 см. Последний приёмник располагался практически по диаметру сечения потока, отклонённого от плоскости xz . Знак отклонения, $\pm u$, зависел от направления магнитного поля. Каждый приёмник был рассчитан на получение семи проб. В работе [39] использовался импульсно-периодический разряд с частотой повторения 30 Гц, в отличие от стационарного, применявшегося в предыдущих работах авторов [131, 132]. Достаточное для анализа состава количество вещества в пробах накапливалось за 30 мин. Состав осадка определялся методом электронно-зондового рентгеноспектрального анализа. При этом можно было оценить и соотношение количеств вещества в пробах. Абсолютное количество вещества в пробах не определялось.

Измерения показали наличие радиального разделительного эффекта с коэффициентом разделения $\alpha \approx 8$, рассчитанным по пробам № 2 и № 4 со значительным количеством вещества ($y = -10$).

Авторы [39] считают наблюдаемое в опытах разделение смеси W–Fe центробежным разделительным эффектом. Отклонение плазменной струи в направлении

$\pm u$, объяснимое как результат центробежного и градиентного дрейфов, по их мнению, является следствием электрического дрейфа (радиальное электрическое поле в плазме, как считают авторы, возникнет под действием центробежной силы).

Интерес к работе [39] вызывает следующая из неё крайне простая схема переработки РАО и ОЯТ. В то же время объяснение наблюдаемого разделительного эффекта как центробежного, по нашему мнению, пока недостаточно обосновано. Центробежный разделительный эффект в полностью ионизированной плазме [45] возможен лишь при достаточно высокой плотности ($10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$), поскольку он обусловлен ион-ионными соударениями. Время установления эффекта должно быть меньше времени пролёта. Выполнение этих условий необходимо показать. Фактически надо применить методы диагностики, использованные при изучении ВДЦ (см. раздел 2.2).

Интерпретацию результатов облегчило бы применение в экспериментах тороидальной катушки вместо сборной магнитной системы (соленоиды $I-5$ на рис. 15).

Заметим, что в 1950-х годах была сделана попытка найти альтернативу газовым центрифугам, используя искривлённые газовые потоки [133], — сопло Беккера (E.W. Becker's jet nozzle).

6.4. Разделение в движущихся плазменных сгустках

Предложение [40] основывалось на результатах выполненных в начале 1960-х годов в Институте атомной энергии в лаборатории Карчевского экспериментов по очистке сгустков водородной плазмы от примесей [134]. В то время лаборатория работала по программе УТС. Требовалось очистить плазменные сгустки перед их адиабатическим сжатием нарастающим внешним магнитным полем. Плазма, создаваемая в источнике при электрическом пробое по поверхности насыщенных водородом титановых шайб и последующем разряде ($\tau \leq 10 \text{ мкс}$), содержала помимо протонов ионы углерода, фтора (использовались фторопластовые изоляторы), титана. Установка имела вакуумную камеру длиной 5 м, помещённую в соленоид, создававший ведущее магнитное поле напряжённостью $\leq 1 \text{ кЭ}$. Источник плазмы и масс-спектрометр, изготовленный по предложенной в [135] схеме, находились на противоположных концах вакуумной камеры. Вакуумная камера имела стеклянную секцию, на которой располагались две катушки, предназначенные для сжатия плазмы в пробочной ловушке импульсным магнитным полем ($R \approx 2$).

С помощью радиоинтерферометра ($\lambda = 2 \text{ мм}$) была измерена плотность плазмы, создаваемой источником. В зоне расположения импульсных катушек максимальная величина плотности составляла $\approx 5 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Скорость распространения плазмоида $(3-5) \times 10^6 \text{ см с}^{-1}$. МС-измерения показали (рис. 16а), что протоны на пролётом расстоянии в несколько метров концентрируются в головной части сгустка, а ионы примесей (углерод, фтор, титан) отстают от них. Такое самопроизвольное разделение, очевидно, связано с тем, что в использовавшемся импульсном источнике плазмы (так называемом титановом) и протоны, и ионы примесей приобретают направленную энергию одного порядка.

В первых опытах с отсечкой примесей применялась одна из импульсных катушек, предназначенных для сжатия плазмы в магнитной ловушке (толщина 5 см, средний

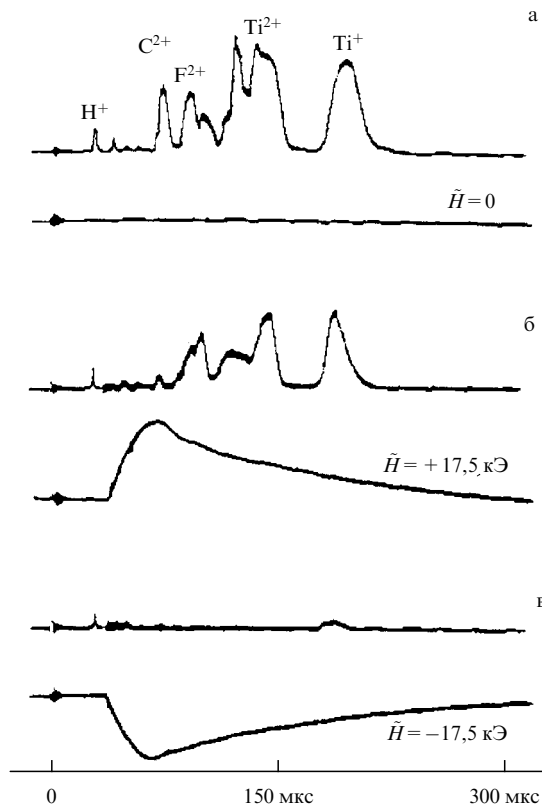


Рис. 16. Отсечка ионов примесей из сгустка водородной плазмы [40]. Сигнал масс-спектрометра (а) при свободном распространении плазменного сгустка, (б) при наличии магнитного поля ($R \approx 20$), (в) при наличии зоны со встречным магнитным полем.

диаметр обмотки 14 см). Поле в катушке нарастало за время $\tau \approx 30 \text{ мкс}$, в максимуме тока катушка закорачивалась, далее магнитное поле спадало за 250 мкс. Поле создавалось с регулируемой задержкой относительно времени работы источника плазмы. Первоначально в качестве затвора использовалась магнитная пробка (пробочное отношение $R \approx 20$). Такой затвор позволял задерживать лишь ионы с энергией $\sim 10 \text{ эВ}$, и на поток ионов с энергией $\sim 100 \text{ эВ}$ он существенного влияния не оказывал (рис. 16б). Осуществить отсечку примесей позволил затвор со встречным ведущему магнитным полем (рис. 16в).

Дальнейшие эксперименты показали, что отсечку примесей можно осуществить и более слабым встречным полем (3–5 кЭ), главное заключалось в создании магнитной конфигурации, в которой силовые линии ведущего магнитного поля, пересекали стенки камеры. Двигаясь вдоль магнитного поля, ионы примесей уходили на стенки камеры, рекомбинировали там, а осаждаемые, углерод и титан, образовывали осадок. Наблюдалось, что энергетический спектр с возрастанием массы ионов уширяется, двухзарядные ионы опережают однозарядные [40]. В условиях представленных экспериментов было бы невозможно полностью собрать титан без примеси углерода: отсечка хвостовой части плазмоида позволила бы осадить на стенки без углерода лишь некоторую долю титана.

Таким образом, модельные эксперименты, если таковые будут проводиться с иными источниками плазмен-

ных сгустков, должны быть сосредоточены на выяснении энергетических характеристик и зарядового состава ионов в них. Как следует из результатов описанных экспериментов, способ отсечки частей плазмоида имеется.

7. Использование ионного циклотронного резонанса

7.1. Разделение изотопов в плазме методом ионного циклотронного резонанса

Эксперименты с "панорамным" разделением смеси химических элементов с помощью ИЦР-метода не проводились. Этот метод разделения представлен лишь в работах по разделению изотопов, выполненных, можно сказать, в противоположных условиях. В экспериментах выделялся только один изотоп, тогда как при переработке ОЯТ необходимо выделить все элементы — продукты деления урана. В первом случае требуется максимально однородное магнитное поле ($\Delta B/B < \Delta M/M$, [85]), во втором — магнитное поле должно быть неоднородным, спадающим на расстоянии пролёта плазмы и позволяющим последовательно нагреть на циклотронных частотах все ионы одно- или двухчастотным электрическим ВЧ-полем. Вместе с тем совпадают почти все частные вопросы — от вопроса о способе получения "металлической" плазмы [136] (имеется в виду перевод металлического сырья в плазменную фазу) до вопроса о коэффициенте извлечения целевого компонента из плазменного потока [77, 78]. Представим кратко работы в области ИЦР-разделения изотопов.

Основополагающие эксперименты по разделению изотопов были выполнены в середине 1970-х годов в США Доусоном и др. [85]. Проводившиеся в последующие годы исследования в фирме TRW (Incorporated Thompson, Ramo, Wooldridge), финансируемые Министерством энергетики США (United States Department of Energy — DOE), были направлены на разработку на основе ИЦР промышленного метода разделения изотопов урана. Однако в начале 1980-х годов исследования в этом направлении прекратились. Были начаты эксперименты по разделению изотопов стабильных химических элементов: никеля, индия, свинца [137] и позднее палладия. Опыты продолжались до конца 1980-х годов и завершились успешным выделением из палладия изотопа ^{102}Pd . В конце 1990-х годов установка была отдана Министерством энергетики США в аренду медицинской компании Theragenics Corporation (TGX) — производителю противоопухолевого препарата TheraSeed, в который входит радиоактивный изотоп ^{103}Pd , получаемый при облучении нейтронами ^{102}Pd . TGX построила для установки, имевшей в основе крупный сверхпроводящий соленоид, отдельное здание в Ок-Ридже, и в начале 2000-х годов установка была введена в эксплуатацию.

В TGX намеревались осуществлять разделение изотопов различных химических элементов в промышленных масштабах [138]. Первоначально была выполнена работа по проекту DOE (не медицинской направленности), связанная с получением выгорающих добавок в топливо энергетических ядерных реакторов ("Development of improved burnable poisons for commercial nuclear power reactors"). Для изотопного обогащения были выбраны изотопы гадолиния, диспрозия, эрбия (^{157}Gd , ^{164}Dy , ^{167}Er). Результаты экспериментов представлены в

отчёте [139]. Далее около года проводилось выделение изотопа ^{102}Pd . В 2005 г. эксплуатацию установки прекратили, а в 2006 г. отказались от её аренды, выбрав другое, более доходное, направление деятельности (сведения взяты из годовых отчётов TGX).

Завершая перечисление работ по ИЦР-методу разделения изотопов в США (там этот метод называют Plasma Separation Process — PSP), укажем на эксперименты по разделению изотопов рублидия [140], выполненные на установке, созданной в Калифорнийском университете (University of California, Los Angeles). Обратим также внимание на работу [43] (Non-Linear Ion Dynamics LLC (Limited Liability Company), Los Angeles) по выделению золота из сплава медь–золото–цинк (77,88 % Cu, 17,51 % Au, 4,61 % Zn) ИЦР-методом. Максимальный коэффициент разделения $\alpha \approx 5$. Опыты проводились с миллиграммовыми количествами вещества. Методика разделения полностью соответствовала применяемой при разделении изотопов. Низким, как и при разделении изотопов, оказался коэффициент извлечения золота из плазменного потока, составивший несколько процентов.

В 1985–1997 гг. проводились экспериментальные исследования ИЦР-разделения во Франции. Установка ERIC (d'Experience de Resonance Ionique Cyclotron) (П. Лувэ (P. Louvet) и др.) располагалась в Центре ядерных исследований в Сакле (Saclay). Установка имела сверхпроводящий соленоид ($B \leq 3$ Тл). Изучалось разделение изотопов кальция, бария, гадолиния и др. [24, 141–145]. Эксперименты с гадолинием имели конечной целью создание технологии для выделения изотопа ^{157}Gd в промышленных масштабах: в 1990-х годах считалась целесообразной замена выгорающей добавки из природного гадолиния в топливе энергетических ядерных реакторов (водо-водяных энергетических реакторов — ВВЭР) добавкой из гадолиния, обогащённого изотопом ^{157}Gd .

В России в Институте атомной энергии (позднее — РНЦ "Курчатовский институт" (КИ), ныне Национальный исследовательский центр (НИЦ) КИ) ИЦР-разделение изотопов изучалось в лаборатории А.И. Карчевского [146–149]. В экспериментальной установке использовался соленоид с медной обмоткой, магнитное поле не превышало 0,3 Тл, поэтому исследования проводились с литиевой плазмой (разделение изотопов ^6Li и ^7Li). Одновременно в лаборатории на основе собственного опыта и анализа результатов других экспериментов был разработан проект универсальной ИЦР-установки МЦИРИ (Метод циклотронного ионного резонанса изотопов) — проект 0830 Международного научно-технического центра (International Science and Technology Center — ISTC) в Москве (1999–2000 гг.). В разработке участвовали сотрудники лаборатории сверхпроводящих магнитных систем РНЦ КИ (руководитель В.Е. Кейлин), осуществившие проектирование сверхпроводящего соноида с магнитным полем высокой однородности: $\Delta B/B < 2 \times 10^{-4}$ на длине 4,7 м в цилиндрическом объёме сечением 0,125 м² при $B = 3,3–4,3$ Тл. Экстремальная однородность поля считалась необходимой для выделения изотопа ^{157}Gd ($\Delta M/M \approx 6 \times 10^{-3}$). Согласно второму условию селективности нагрева [85], $\omega_{ci}\tau(\Delta M/M) > 1$, где $\tau = L/v_{||}$, поле должно быть однородным на расстоянии L в несколько метров. Столь высокой однородности поля не было ни в установке ERIC, ни в установке, арендованной TGX, что частично объясняет низкие значения коэффициента разделения изотопов гадоли-

ния, полученные в экспериментах на них [139, 143]: $\alpha = 2-3$.

К сожалению, эксперименты по разделению изотопов гадолиния ИЦР-методом не были продолжены, поскольку для создания установки МЦИРИ не нашлось необходимых финансовых средств. Согласно проекту производительность установки по изотопу ^{157}Gd с концентрацией 70–80 % (природная концентрация 15,65 %) могла составить 100–200 г в сутки.

Приведём некоторые данные о сверхпроводящей магнитной системе (СМС), характеризующие масштаб установки МЦИРИ: длина обмотки магнита 6,3 м, длина проводника (на основе сплава Nb–Ti) 53 км, масса соленоида 6,4 т. Соленоид помещается в криостат длиной 7 м, имеющий "тёплое" отверстие диаметром 0,9 м. Масса СМС ≈ 20 т. Мы привели эти данные для того, чтобы оттенить параметры магнитной системы, предлагаемой для переработки РАО и ОЯТ (см. раздел 7.2).

Методу ИЦР-разделения изотопов посвящено частично или полностью несколько обзоров [24, 25, 150–153].

7.2 Переработка радиоактивных отходов и отработавшего ядерного топлива методом ионного циклотронного резонанса

В докладе [14], где впервые был представлен ИЦР- метод переработки РАО и ОЯТ, указано несколько задач для плазменных технологий, в частности задача разделения групп элементов с близкими химическими свойствами. Возможно, имелась в виду проблема разделения лантаноидов и актиноидов (см. раздел 5.2). В последующей работе [15] основное внимание уделялось переработке ОЯТ реакторов на быстрых нейтронах. Для возвращения топлива в топливный цикл необходимо уменьшить содержание продуктов деления в нём до 1–10 % [154]. Указаны такие предварительные технологические операции, как освобождение топлива в твэле от оболочки, его измельчение до микрометровых размеров, обезгаживание порошка прогревом и дальнейшее измельчение. Предполагается инжектировать топливо в плазменный источник сепаратора в виде твёрдых частиц субмикрометрового размера. В качестве источника плазмы указан ЭЦР-разряд (сверхвысокочастотный (СВЧ) разряд в магнитном поле на электронной циклотронной частоте). Упомянуты ленточные транспортёры со сменными коллекторами фракций ОЯТ на выходе из зоны ИЦР-нагрева ионов. Приведена оценка разделяемого потока ОЯТ в плазменном столбе диаметром 1 м при плотности плазмы 10^{13} см^{-3} : 150 т в год. Имеется в виду плазма без многозарядных ионов.

Для достижения радиационной эквивалентности в захоронении отходов (экологическое требование) при переработке ОЯТ реакторов на быстрых нейтронах необходимо стремиться к тому, чтобы выделенные продукты деления содержали не более 0,1 % актиноидов (U, Pu, Am, Np, Cm) [155].

Теоретический анализ процесса переработки ОЯТ реакторов на быстрых нейтронах ИЦР-методом выполнил А.В. Тимофеев [42, 156, 157]. Суть подхода к решению задачи переработки топлива состоит в том, чтобы в потоке ионизированного ОЯТ селективно нагреть ионы продуктов деления (ядерной золы — ЯЗ) и, используя это, отделить их от холодных ионов ядерного топлива (ЯТ). Массы ядер ЯЗ находятся в интервале

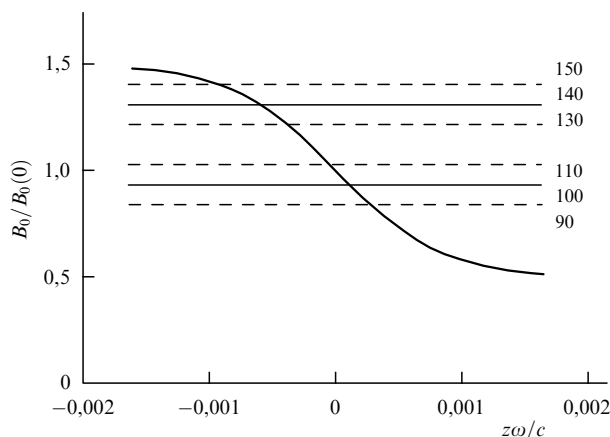


Рис. 17. Зависимость стационарного магнитного поля от расстояния вдоль оси системы [156]. Горизонтальные прямые — резонансные значения магнитного поля для ионов с указанным атомным числом A . Предполагается, что в центре системы ИЦР-нагрева резонансное условие выполняется для ионов с $A = 107$.

$85 \leq A \leq 150$ а.е.м., поэтому для резонансного нагрева ионов с использованием одночастотного ВЧ-генератора необходимо расположить зону нагрева (нагревающую антенну) в спадающем внешнем магнитном поле. На рисунке 17 показана выбранная в [156] зависимость магнитного поля от расстояния:

$$B_0(z) = \left(1 - \beta \tanh \frac{z}{L_{B_0}}\right) B_0(0), \quad \beta = 0,5.$$

Напомним, что в разделительных ИЦР-установках нагревающая ионы индуктивная антенна располагается внутри металлической вакуумной камеры, т.е. проводники антенны находятся в зазоре между плазменным столбом и стенками. Расчёты нагрева ионов ЯЗ в работе [156] проведены для ВЧ-поля, создаваемого винтовой антенной, свойства которой автор описал ранее [158]. В опытах по разделению изотопов такая антенна в полуциклонном варианте применялась на установке ERIC [144].

Приведём параметры установки, предлагавшейся для ИЦР-переработки ОЯТ [156]: протяжённость плазменного столба более 4 м, магнитное поле в центре системы нагрева $B_0(0) \approx 2$ кГс (см. рис. 17), начальная плотность плазмы $n_0 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, радиус плазменного шнура на входе в сепаратор $r_0 = 10$ см, длина антенны $2L_A = 4$ м, радиус антенны $r_A = 0,5$ м, радиус вакуумной камеры $2r_A$. Этот вариант приемлем в том случае, когда плазма ионизированного ОЯТ является изотермической и имеет достаточно высокую температуру ионов: $T_e = T_i = 5$ эВ.

На рисунке 18 показано расчётное распределение ионов по поперечным скоростям на выходе из системы ИЦР-нагрева при токе в нагревающей антенне $I_A = 4$ кА. Средняя энергия ионов ЯЗ составляет $\approx 0,4$ кэВ.

Нагрев ионов ЯЗ в слабых магнитных полях, $B_0(0) = 2$ кГс, позволяет применить технику отбора, соответствующую работе с радиоактивными веществами. Если все нагретые ионы при ларморовском вращении будут выходить за границы плазменного шнура (ларморовский радиус ионов $\rho_{Li} [\text{см}] = 143 \sqrt{W_{\perp}} \sqrt{A} / (ZH)$, где $W_{\perp} [\text{эВ}]$ — энергия движения ионов поперёк магнитного поля, A [а.е.м.] — масса иона, H [Э] — напряжённость магнитного поля), то применимы внешние коллекторы.

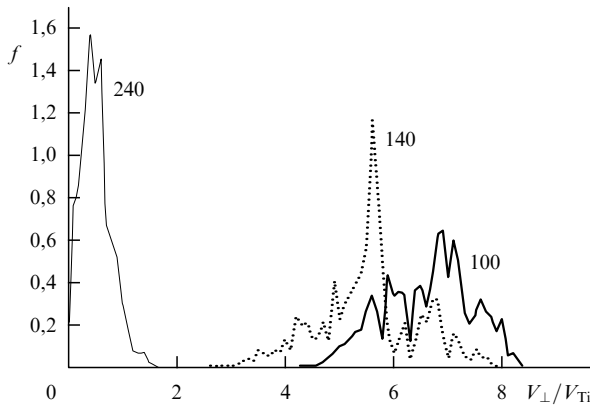


Рис. 18. Распределение ионов f по поперечной скорости на выходе из системы ИЦР-нагрева [156]. Частота ВЧ-поля равна циклотронной частоте ионов с $A = 107$ а.е.м. в центре системы ИЦР-нагрева ($z = 0$) (см. рис. 17), атомное число иона показано у кривых.

В качестве коллекторов предложены цилиндр, охватывающий плазменный столб, и плоское кольцо с отверстием, площадь которого больше площади сечения плазменного столба ("продольный" и "поперечный" коллекторы соответственно [156, 157]). Продольный коллектор должен быть протяжённым: осаждение нагретых ионов происходит на расстоянии шага их винтовой траектории. Эти конструкции, устанавливаемые на выходе из зоны ИЦР-нагрева, позволяют отказаться от предложенной в [14] дополнительной секции с криволинейным магнитным полем, в которой нагретые ионы выделялись бы за счёт дрейфа в направлении бинормали к магнитным силовым линиям [128]. Использование продольного и поперечного коллекторов исключает "панорамное" разделение: селективно нагретые компоненты ЯЗ смешиваются на коллекторах.

Что может воспрепятствовать успешному применению данного способа переработки РАО и ОЯТ? В работе [156] указано на проблему, возникающую в варианте одночастотного нагрева ионов при наличии в ионизированном ОЯТ двухзарядных ионов актиноидов. Эти ионы будут нагреваться и выделяться из потока наряду с ионами ЯЗ ($\omega_{ci} = ZeH/(M_i c)$). Радикальным решением проблемы, по мнению автора [156], было бы использование двухчастотного нагрева ионов, позволяющего сделать разрыв в цепи нагрева ионов, т.е. вообще не нагревать ионы ЯЗ с массовым числом $A \approx 120$ а.е.м., которые составят незначительную примесь к актиноидам (вероятность деления ядер ЯТ на две равные части низка).

Варианту переработки ОЯТ с использованием двухчастотного ИЦР-нагрева посвящена работа [157]. Процесс разделения осуществим при меньшем перепаде магнитного поля: $\beta = 0,11$. Частоты циклотронного нагрева: $\omega_1 = \omega_{ci}$ ($A = 97$ а.е.м.), $\omega_2 = \omega_{ci}$ ($A = 143$ а.е.м.). Частоты рассчитываются для магнитного поля в сечении с координатой $z = 0$ (см. рис. 17). При этом автор [157] указал допустимую общую концентрацию многозарядных ионов в ионизированном ОЯТ: $\xi \leq 10\%$. Ограничение связано с извлечением ЯЗ. При таких значениях концентрации, по мнению автора, ещё можно избежать операций с многозарядными ионами ЯЗ.

Селективный нагрев и извлечение многозарядных ионов — задача более трудная, поскольку $v_{ij} \propto Z^4$,

$\rho_L \propto 1/Z$ и т.д. (такие зависимости являются, напротив, благоприятными факторами при одночастотном нагреве: по этим причинам уменьшилась бы примесь актиноидов в ядерной золе). В движущейся плазме за счёт электронной теплопроводности образование многозарядных ионов может продолжаться и за пределами источника плазмы. Величина $\xi \propto n_i L$, т.е. для уменьшения доли многозарядных ионов следует уменьшить плотность плазмы и использовать более короткий сепаратор. Уменьшение плотности плазмы означает снижение производительности сепаратора. Автор [157] предложил компенсировать потери в производительности сепаратора увеличением сечения потока, перейдя к широким ленточным струям плазмы.

Качественное подтверждение некоторых позиций в предложенных схемах дают результаты экспериментов по ИЦР-разделению изотопов. Действительно, селективно нагретые ионы выходят из плазменного столба. В расчёте на выход нагретых ионов за первоначальную границу плазменного столба осуществлялся их отбор в экспериментах по разделению изотопов рубидия [140]. В опытах применялся внешний поперечный коллектор [159]. В кратком сообщении [140] нет данных о коэффициенте извлечения изотопа ^{87}Rb (27,8% в природном рубидии). В работе [108] выход нагретых ионов за первоначальную границу плазменного столба регистрировался кольцевым анализатором ионных энергий.

Многочисленные измерения степени обеднения плазменного потока при извлечении резонансных ионов проведены на установке ERIC [142, 144]. Результаты могут служить некоторым ориентиром в решении задачи по удалению ЯЗ из ОЯТ. Однако в опытах использовалась коллекторная система, погружаемая в плазму, и результаты не следует автоматически переносить на внешние коллекторы. Величина коэффициента обеднения рассчитывалась по формуле $\beta = [c_w/(1 - c_w)]/[c_0/(1 - c_0)]$, где c_0 — начальная концентрация выделяемого изотопа, c_w — его концентрация в отвале.

Как правило, $1/\beta < \alpha$. Вероятные причины этого — две: не все выделяемые ионы были нагреты и не все нагретые ионы были собраны на коллектор продукта. Начиная с работы [85] при ИЦР-разделении для получения более обогащённого продукта на коллектор подаётся положительный задерживающий потенциал V_r . В результате вместе с другими ионами-изотопами отталкиваются и слабо нагретые ионы выделяемого изотопа. Последние поступают на коллектор отвала, что уменьшает величину β .

Единственный опыт по извлечению при $V_r = 0$ проведён с изотопом ^{64}Zn (48,6% в природном составе) [142], величина $\beta \approx 0,26$. Какой результат можно получить, перерабатывая ОЯТ при таком коэффициенте обеднения? Примем, что в ОЯТ содержится 20% ЯЗ (имеется в виду ОЯТ реактора на быстрых нейтронах). Очевидно, что содержание ЯЗ будет уменьшено до 5%. Целесообразно ли подавать на коллектор отрицательный вытягивающий (draw) потенциал V_d ? Судя по вольт-амперной характеристике коллектора [160], это существенно не изменит величину β . Следует иметь в виду, что эксперименты на установке ERIC проводились с потоками плазмы, переносившими несколько сотен миллиграммов вещества в час [144].

На установке ERIC проводились также измерения концентрации двухзарядных ионов в плазме, создавае-

мой источником [143, 144]. Для измерений использовался малогабаритный масс-спектрометр (см. рис. 5 в работе [144]), вводимый внутрь вакуумной камеры в поперечном сечении, расположенном на расстоянии ≈ 10 см от источника плазмы. Масс-спектрометр доводился до границы плазменного столба ($R \approx 5,5$ см) или углублялся в плазму на 1,0–1,5 см и, таким образом, измерялось содержание двухзарядных ионов только в периферийной области (в плазме установки ERIC $\rho_L \ll R$). В большинстве опытов (ионизация паров Mg, Ca, Zn, Ba, Yb) доля двухзарядных ионов $n_i(2+)/n_i \sim 1\%$ [144]. В аргоногадолиниевой плазме при равной концентрации ионов аргона и гадолиния (по 50 %) доля двухзарядных ионов гадолиния Gd^{2+} составляла 14 % [143].

Авторы указанных работ исключали при таких концентрациях существенное влияние многозарядных ионов на процесс разделения изотопов. В работах по ИЦР-разделению изотопов лития этого вопроса не касались, поскольку потенциал ионизации однозарядного иона лития 75,6 эВ [52, с. 419]. Отметим также благоприятную ситуацию в случае разделения изотопов палладия, у которого второй потенциал ионизации составляет 19,4 эВ. Вместе с тем расчёт подтверждал возможность образования двухзарядных ионов в источнике гадолиниевой плазмы [161].

7.3. Потери частиц при транспортировке плазмы

Имеются в виду потери вследствие ион-электронных и ион-ионных столкновений (их частоты ν_{ie} , ν_{ii}) при плотности транспортируемой плазмы $\geq 10^{12}$ см $^{-3}$. Величина $\nu_{ie} = 2 \times 10^{-5} n_i Z_i^2 / T_e^{3/2}$ [31, с. 60] определяет амбиполярную диффузию. По оценке [42] время диффузии примерно на два порядка превышает время пролёта плазмой системы трёхметрового диаметра. Ион-ионные соударения могут привести к дополнительным потерям частиц [162]. В открытых магнитных ловушках квазинейтральность плазмы при радиальном переносе ионов может поддерживаться за счёт контакта плазмы с проводящими и эмитирующими электронами торцами. Вероятно, в действительности таких условий на торцах не будет и уход частиц на стенки, связанный с ионной вязкостью, не будет интенсивным.

На значительные радиальные потери ионов (11–15 %) в сепараторе МСМФ длиной ~ 1 м при плотности плазмы $\sim 10^{12}$ см $^{-3}$ указывают результаты численного моделирования работы сепаратора [84, 115]. Следует иметь в виду, что в МСМФ разделение ионов по массам происходит в плазме не при пролёте через фильтр, а вследствие селективного отражения ионов от центробежной и магнитной пробки, т.е. необходимо учитывать потери за время удержания плазмы в ловушке, которое больше времени пролёта. Возможно, это обстоятельство частично объясняет полученные в расчётах значения потерь. В работе [31, с. 402] приведена формула, позволяющая оценить соотношение потерь частиц через пробки (в данном случае это "продукт") и вследствие диффузии поперёк магнитного поля в чисто магнитном пробкотроне: $(R/\rho_{Li})^2 \sqrt{M_i/m_e}$, где R — радиус камеры. Согласно этой формуле, потери не превысят 1 %.

Наличие ион-ионных столкновений является условием функционирования МСМФ. Столкновения должны быть достаточно частыми, чтобы ионы попадали в конус ухода [31, с. 400] и покидали ловушку в предназначенную им сторону. Требуемая частота столкновений ν_{ii} опреде-

лит минимальную рабочую плотность плазмы. Для выбора других параметров плазмы важно соотношение: $\nu_{ii} > \nu_{ie} m_e / M_i$. Рабочую плотность плазмы необходимо ограничить сверху в соответствии с допустимым уровнем потерь. Будем считать предсказание значительных потерь следствием того, что при моделировании не были учтены объёмные заряды, возникающие при радиальном движении ионов [115].

Обратим внимание на оценку производительности МСМФ в работе [84]: 10 т в год при радиусе плазменного потока 0,4 м и температуре плазмы 10 эВ. Вероятно, при указанных выше потерях подобный проект реализовываться не будет.

8. Заключение

В настоящем обзоре мы представили практически все опубликованные предложения по плазменной переработке РАО и ОЯТ. В публикациях сделаны и оценки некоторых предложений. Однако наиболее известное из предложений — АРМФ (см. раздел 3) — получило прямую оценку фактом прекращения развёрнутых широким фронтом работ. Позднее в статьях Феттермана и Фиша [19, 20] указывалось, что АРМФ — малопродуктивная система, поскольку для её функционирования требуется плазма, в которой замагничены не только электроны, но и ионы, т.е. разрежённая плазма, движение которой не создаст существенного разделяемого потока вещества. При этом авторы [19, 20] не касаются вопроса о том, наблюдался ли в экспериментах эффект Окавы [6], положенный в основу АРМФ. Мы отметили выше наличие косвенного подтверждения этого эффекта в работе [90] и, возможно, прямого (но на индикаторном уровне) — в работе [96].

В качестве альтернативы АРМФ был предложен магнитный центрифужный фильтр масс — МСМФ [19, 20]. Механизм действия этого фильтра представлен в разделе 5. К сказанному там можно добавить, что это было не первое, касающееся разделения ионов по массам, предложение, выдвинутое при участии Н. Фиша (N.J. Fisch) (PPPL, США). В течение почти десятилетия публикуются теоретические работы с предложениями новых способов сепарации. Так, в работе [163] в качестве альтернативы ИЦР-методу разделения изотопов в плазме, малопродуктивному по мнению авторов, предлагалось разделять изотопы, направляя чисто ионный поток в ондулятор, помещённый в постоянное магнитное поле. Скорость ионов, параметры ондулятора и величину магнитного поля следовало согласовать, для того чтобы выделяемые ионы-изотопы при пролёте ондулятора оказались в условиях циклотронного резонанса, что должно привести к преобразованию продольной энергии в поперечную и создать условия для их выделения. Мы упомянули работу [116], в которой предложен бесконтактный высокочастотный способ возбуждения вращения плазмы в плазменной центрифуге с полностью ионизированной плазмой (на рис. 1 показаны способы возбуждения вращения, в которых плазма соприкасается с электродами). Авторы работы [116] считают возможным применить этот способ вращения плазмы в МСМФ [20]. Заметим, что достаточно опробован бесконтактный индукционный способ возбуждения вращения частично ионизированной плазмы [164].

Предложение МСМФ [19, 20] не основывалось на конкретных экспериментальных данных. В работе [84], посвящённой оценке возможностей МСМФ по разделению смеси актиноидов с лантаноидами (трудная задача для химиков из-за сходства химических свойств этих элементов), указана приемлемая величина плотности плазмы на уровне 10^{12} см^{-3} . Формулы для удельных разделительных мощностей МСМФ, фильтра Окавы и плазменной центрифуги приведены в работе [165], где также проведено их сравнение при одинаковой плотности и температуре плазмы. В работе [165] приведён пример, в котором удельная разделительная мощность фильтра Окавы, вопреки первоначальному утверждению [19, 20] о его малой производительности, является сравнимой с удельной мощностью плазменной центрифуги и превосходит удельную мощность МСМФ.

Итак, имеются противоречивые сравнительные оценки производительности фильтра Окавы и МСМФ. Судя по работе [96], в ННЦ ХФТИ (см. раздел 4) в дальнейших исследованиях предпочтение будет отдано фильтру Окавы. Возможно, будут сделаны и независимые оценки производительности фильтра.

Что касается плазмооптических способов разделения (см. раздел 6), то для прогнозов их производительности пока нет необходимых опытных данных: в сепараторе ПОМС-Е не ясна перспектива использования основного элемента — азимутатора, поскольку при интенсивных потоках плазмы (см. раздел 6.1) невозможно задать величину ионного тока в сепараторе с использованием потенциальной ямы для ионов, движущихся в плазме с надтепловыми скоростями (см. раздел 6.2). В устройстве с криволинейным магнитным полем (см. раздел 6.3), вероятно, наблюдался разделительный эффект центрифужной природы, но этих экспериментальных данных недостаточно для того, чтобы принять это устройство как альтернативу плазменной центрифуге.

Вместе с предложением об использовании ионного циклотронного резонанса в плазме для переработки РАО и ОЯТ (см. раздел 7) в отношении ОЯТ была указана и желательная производительность установки — соответствие электромагнитному сепаратору с ионным током 200–300 А [15]. Указанная производительность равна скорости накопления ОЯТ в энергетическом ядерном реакторе ВВЭР-1000, её достижение в пристанционной переработке позволило бы вообще не хранить ОЯТ. Необходимые для решения такой задачи параметры плазмы в ИЦР-установке даёт формула для эквивалентного ионного тока в потоке урановой плазмы, движущейся с ионно-звуковой скоростью: $I_{\text{eq},i} \approx 10^{-14} n S (T_e + T_i)^{1/2}$ [42]. Согласно этой формуле эквивалентный ток ионов урана порядка 100 А создаёт поток плазмы плотностью 10^{12} см^{-3} , температурой 5 эВ и площадью сечения 10^4 см^2 . Такие параметры, вероятно, являются достижимыми, но препятствием для переработки ОЯТ может оказаться высокое содержание многозарядных ионов (> 10%) [42].

Конечно, сделать оптимальный выбор между способами переработки РАО и ОЯТ было бы легче, если бы существовала возможность перевода отходов и отработавшего топлива в плазменную фазу без образования многозарядных ионов. Эксперименты с такой целью проводятся [166].

Список литературы

1. Prusakov V N, Simonov N F, Trotsenko N M, in *Proc. of the Second United Nations Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy* Vol. 17 (Geneva: United Nations, 1958) p. 468
2. Верятин У Д и др. *Атомная энергия* **31** 375 (1971)
3. Троценко Н М, в кн. *Изотопы: свойства, получение, применение* Т. 2 (Под ред. В Ю Баранова) (М.: Физматлит, 2005) с. 173
4. Ohkawa T, Miller R L *Phys. Plasmas* **9** 5116 (2002)
5. Litvak A et al., in *Proc. of the 30th European Physical Society Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, St. Petersburg, Russia, 7–11 July 2003* Vol. 27 (London: ECA, 2003) p. O1.6A
6. Ohkawa T "Plasma mass filter", US Patent No. 6,096,220 (2000)
7. Ohkawa T "Tandem plasma mass filter", US Patent No. 6,235,202 B1 (2001)
8. Cluggish B P et al. *Phys. Plasmas* **12** 057101 (2005)
9. Cairns J B S, in *Proc. of Intern. Conf. on Uranium Isotope Separation, London, 1975* (London: British Nuclear Energy Society, 1975)
10. Белорусов А В и др. *Письма в ЖТФ* **2** 664 (1976)
11. Белорусов А В и др. *Физика плазмы* **5** 1239 (1979)
12. Власов В В и др. *Письма в ЖЭТФ* **27** 264 (1978); Vlasov V V et al. *JETP Lett.* **27** 247 (1978)
13. Морозов А И и др., в сб. *Докл. VII Всероссийской (Международной) научной конференции "Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул"* (М.: ЦНИИАтоминформ, 2002) с. 148
14. Смирнов В П и др., в сб. *Докл. IX Всероссийской (Международной) научной конференции "Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул"* (М.: ЦНИИАтоминформ, 2004) с.7
15. Жильцов В А и др. *Атомная энергия* **101** 302 (2006); Zhil'tsov V A et al. *Atom. Energy* **101** 755 (2006)
16. Skibenko E I et al., in *Proc. of the 2nd Intern. Conf. Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy, NPAE-2008, Kyiv, Ukraine, June 9–15, 2008*, p. 657
17. Егоров А М и др. *Вестн. Нац. тех. ун-та Харьковский политехнический ин-т* (41) 78 (2009)
18. Юферов В Б и др. *Вопросы атомной науки и техники* (3) 96 (2012)
19. Fetterman A J, Fisch N J, PPPL-4627 Report (Princeton: Princeton Plasma Physics Laboratory, 2011)
20. Fetterman A J, Fisch N J *Phys. Plasmas* **18** 094503 (2011)
21. Krishnan M, Geva M, Hirshfield J L *Phys. Rev. Lett.* **46** 36 (1981)
22. Geva M, Krishnan M, Hirshfield J L *J. Appl. Phys.* **56** 1398 (1984)
23. Lafferty J M (Ed.) *Vacuum Arcs. Theory and Application* (New York: Wiley, 1980); Пер. на русск. яз.: Лафферти Дж (Ред.) *Вакуумные дуги. Теория и приложение* (М.: Мир, 1982)
24. Louvet P, in *Proc. of the Second Workshop on Separation Phenomena in Liquids and Gases* Vol. 1 (Eds P Louvet, P Noe, Soubbaramayer) (Versailles-Saclay: Univ. Paris-Saclay, 1989) p. 5
25. Grossman M W, Shepp T A *IEEE Trans. Plasma Sci.* **19** 1114 (1991)
26. Устинов А Л, в кн. *Итоги науки и техники. Сер. Физика плазмы* Т. 12 *Плазменные методы разделения изотопов* (Под ред. А И Карчевского) (М.: ВИНТИ, 1991) с. 42
27. Карчевский А И, Потанин Е П, в кн. *Изотопы: свойства, получение, применение* Т. 1 (Под ред. В Ю Баранова) (М.: Физматлит, 2005) с. 326
28. Whichello J V, Evans P J, Simpson S W, in *Proc. of the 4th Workshop on Separation Phenomena in Liquids and Gases* (Ed. C Ying) (Beijing: Tsinghua Univ., 1994) p. 215
29. US DOE Small Business Innovation Research, <http://www.sbir.gov/sbirsearch/detail/407517>
30. Krishnan M, Prasad R R J. *Appl. Phys.* **57** 49 (1985)
31. Арцимович Л А *Управляемые термоядерные реакции* (М.: Физматгиз, 1963) с. 428; Пер. на англ. яз.: Artsimovich L A *Controlled Thermonuclear Reactions* (New York: Gordon and Breach Sci. Publ., 1964)
32. Волосов В И *Физика плазмы* **23** 811 (1997); Volosov V I *Plasma Phys. Rep.* **23** 751 (1997)
33. Volosov V I *Nucl. Fusion* **46** 820 (2006)
34. Арцимович Л А, Лукьянов С Ю *Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях* (М.: Наука, 1978) с. 120; Пер. на англ. яз.: Artsimovich L A, Lukyanov S Yu *Motion of*

- Charged Particles in Electric and Magnetic Fields* (Moscow: Mir, 1980)
35. Бондаренко В Г, Кузьмин Р Н, в кн. *Изотопы: свойства, получение, применение* Т. 1 (Под ред. В Ю Баранова) (М.: Физматлит, 2005) с. 290
 36. Морозов А И, Савельев В В *Физика плазмы* **31** 458 (2005); Morozov A I, Savel'ev V V *Plasma Phys. Rep.* **31** 417 (2005)
 37. Бардаков В М и др. *Изв. вузов. Ядерная энергетика* (2) **123** (2011)
 38. Смирнов В П и др. *Физика плазмы* **39** 523 (2013); Smirnov V P et al. *Plasma Phys. Rep.* **39** 456 (2013)
 39. Паперный В Л, Лебедев Н В *Физика плазмы* **40** 90 (2014); Papernyi V L, Lebedev N V *Plasma Phys. Rep.* **40** 78 (2014)
 40. Бабичев А П, Муромкин Ю А, Потанин Е П, в сб. *Докл. X Международ. научной конф. "Физико-химические процессы при селекциях атомов и молекул"* (М.: ЦНИИАтоминформ, 2005) с. 124
 41. Морозов А И *Введение в плазмодинамику* (М.: Физматлит, 2008)
 42. Тимофеев А В *УФН* **184** 1101 (2014); Timofeev A V *Phys. Usp.* **57** 990 (2014)
 43. Paskalov G, Wong A, in *Intern. Symp. on Plasma Physics, ISPC 19, Bochum, Germany, 27–31 July 2009* (Bochum: Ruhr-Univ., 2009) Paper 25
 44. Slepian J J. *Appl. Phys.* **26** 1283 (1955)
 45. Bonnevier B *Ark. Fys.* **33** 255 (1966)
 46. Bonnevier B *Plasma Phys.* **13** 763 (1971)
 47. Lehnert B *Phys. Scripta* **7** 102 (1973)
 48. Шпольский Э В *Атомная физика* Т. 1 (М.: Физматлит, 1963) с. 83; Пер. на англ. яз.: Shpol'skii E V *Atomic Physics* (London: Pliffe Books, 1969)
 49. James B W, Simpson S W *Phys. Lett. A* **46** 347 (1974)
 50. Коробцев С В, Русанов В Д *Плазменная центрифуга — плазмохимический реактор нового типа* (М.: ЦНИИАтоминформ, 1988)
 51. Коробцев С В и др. *ДАН СССР* **270** 876 (1983); Korobtsev S V et al. *Sov. Phys. Dokl.* **28** 504 (1983)
 52. Кикоин И К (Ред.) *Таблицы физических величин. Справочник* (М.: Атомиздат, 1976) с. 200
 53. Wijnakker M M B, Granneman E H A *Z. Naturforsch. A* **35** 883 (1980)
 54. Потанин Е П, Устинов А Л *Физика плазмы* **10** 1040 (1984)
 55. Alfvén H *Rev. Mod. Phys.* **32** 710 (1960)
 56. Lai Shu T *Rev. Geophys.* **39** 471 (2001)
 57. Ellis R F et al. *Phys. Plasmas* **12** 055704 (2005)
 58. Teodorescu C et al. *Phys. Plasmas* **17** 052503 (2010)
 59. Ellis R F et al. *Phys. Plasmas* **8** 2057 (2001)
 60. Белорусов А В, Карчевский А И *ПТЭ* (2) **213** (1977)
 61. Белорусов А В и др. *ЖТФ* **55** 919 (1985)
 62. Belorusov A V et al., in *XVII Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Budapest 8–12 July 1985. Contributed Papers* Vol. 2 (Eds J S Bakos, Z Sorlei) (Budapest: The Conference, 1985) p. 765
 63. Muromkin Yu A et al., in *XIX Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Belgrade, 10–14 July 1989. Contributed Papers* Vol. 1 (Belgrade: Univ. of Belgrade, 1989) p. 246
 64. Hirshfield J L, Levin L A, Danziger O *IEEE Trans. Plasma Sci.* **17** 695 (1989)
 65. Карчевский А И, Аверин В Г, Безмельницын В Н *ЖЭТФ* **58** 1131 (1970); Karchevskii A I, Averin V G, Bezmel'nitsyn V N *Sov. Phys. JETP* **31** 605 (1970)
 66. Бабичев А П и др. *ЖТФ* **42** 1219 (1972)
 67. Ikehata T et al. *Appl. Phys. Lett.* **55** 1289 (1989)
 68. Krishnan M, Hirshfield J L *Rev. Sci. Instrum.* **51** 911 (1980)
 69. Prasad R R, Krishnan M J. *Appl. Phys.* **61** 113 (1987)
 70. Hole M J et al. *Phys. Rev. E* **65** 046409 (2002)
 71. Krishnan M *Phys. Fluids* **26** 2676 (1983)
 72. Кикоин А К, Кикоин И К *Молекулярная физика* (М.: Наука, 1976) с. 159, 189; Пер. на англ. яз.: Kikoin A K, Kikoin I K *Molecular Physics* (Moscow: Mir, 1978)
 73. Prasad R R, Krishnan M J. *Appl. Phys.* **61** 4464 (1987)
 74. Del Bosco E, Dallaqua R S, Simpson S W, in *Proc. of 5th Workshop on Separation Phenomena in Liquids and Gases, Foz do Iguacu, Brasil, 1996* (Eds C Schwab, N A S Rodrigues, H G Wood) p. 169
 75. Simpson S W, Dallaqua R S, Del Bosco E J. *Phys. D* **29** 1040 (1996)
 76. Yue Y, Simpson S W J. *Phys. D* **29** 2866 (1996)
 77. Бабичев А П и др., в сб. *Докл. VII Всерос. (Международ.) научной конф. "Физико-химические процессы при селекциях атомов и молекул"* (М.: ЦНИИАтоминформ, 2002) с. 208
 78. Пашковский В Г, в сб. *Докл. VII Всерос. (Международ.) научной конф. "Физико-химические процессы при селекциях атомов и молекул"* (М.: ЦНИИАтоминформ, 2002) с. 214
 79. Белорусов А В и др. *Письма в ЖТФ* **6** 358 (1980)
 80. Горбунова Е Ф, Карчевский А И, Муромкин Ю А *Физика плазмы* **12** 1087 (1986)
 81. Потанин Е П, Карчевский А И, Устинов А Л *ЖТФ* **48** 472 (1978)
 82. Карчевский А И, Потанин Е П, Сазыкин А А *Физика плазмы* **5** 1355 (1979)
 83. Белорусов А В и др. *ЖТФ* **50** 931 (1980)
 84. Gueroult R, Fisch N J *Plasma Sources Sci. Technol.* **23** 035002 (2014)
 85. Dawson J M et al. *Phys. Rev. Lett.* **37** 1547 (1976)
 86. Abdrashitov G F et al. *Nucl. Fusion* **31** 1275 (1991)
 87. Бехтенов А А, Волосов В И *ЖТФ* **48** 1657 (1978)
 88. Tsushima A et al. *Phys. Rev. Lett.* **56** 1815 (1986)
 89. Lehnert B *Nucl. Fusion* **11** 485 (1971)
 90. Shinohara S, Horii S *Jpn. J. Appl. Phys.* **46** 4276 (2007)
 91. Boswell R W *Plasma Phys. Control. Fusion* **26** 1147 (1984)
 92. Keiter P A, Scime E E, Balkey M M *Phys. Plasmas* **4** 2741 (1997)
 93. Light M, Chen F F, Colestock P L *Plasma Sources Sci. Technol.* **11** 273 (2002)
 94. Юферов В Б и др. *Вопросы атомной науки и техники* (5) **100** (2013)
 95. Ильичёва В О и др. *Вопросы атомной науки и техники* (4) **112** (2012)
 96. Yuferov V B et al. *East Eur. J. Phys.* **1** 96 (2014)
 97. Рожков А М и др. *Письма в ЖЭТФ* **10** 71 (1969); Rozhkov A M et al. *JETP Lett.* **10** 46 (1969)
 98. Rozhkov A M et al. *Plasma Phys.* **12** 519 (1970)
 99. Франк-Каменецкий Д А *Лекции по физике плазмы* (М.: Атомиздат, 1964) с. 42
 100. Завойский Е К *Атомная энергия* **14** 57 (1963)
 101. Довбня А Н и др. *Вопросы атомной науки и техники* (4) **51** (2004)
 102. Gabor D *Nature* **160** 89 (1947)
 103. Михайловский А Б, Цыпин В С *Письма в ЖЭТФ* **3** 247 (1966); Mikhailovskii A B, Tsyurin V S *JETP Lett.* **3** 158 (1966)
 104. Елсеев Ю Н, Рожков А М, Степанов К Н *Укр. физ. журн.* **27** 688 (1982)
 105. Rynn N et al. *Phys. Rev. Lett.* **33** 765 (1974)
 106. Ломинадзе Д Г *Циклотронные волны в плазме* (Под ред. А Б Михайловского) (Тбилиси: МЕЦНИЕРЕБА, 1975) с. 63; Пер. на англ. яз.: Lominadze D G *Cyclotron Waves in Plasma* (Oxford: Pergamon Press, 1981)
 107. Schmitt J P M *Phys. Fluids* **21** 1461 (1978)
 108. Муромкин Ю А, Пашковский В Г *Физика плазмы* **14** 737 (1988); Muromkin Yu A, Pashkovskii V G *Sov. J. Plasma Phys.* **14** 436 (1988)
 109. Ковтун Ю В и др. *ЖТФ* **80** (5) 143 (2010); Kovtun Yu V et al. *Tech. Phys.* **55** 735 (2010)
 110. Ковтун Ю В и др. *ЖТФ* **81** (5) 35 (2011); Kovtun Yu V et al. *Tech. Phys.* **56** 623 (2011)
 111. Kovtun Yu V et al. *Ukr. J. Phys.* **58** 450 (2013)
 112. Wijnakker M M B, Granneman E H A, Kistemaker J Z. *Naturforsch. A* **34** 672 (1979)
 113. Ghosh J et al. *Phys. Plasmas* **13** 022503 (2006)
 114. Teodorescu C et al. *Phys. Rev. Lett.* **105** 085003 (2010)
 115. Gueroult R, Fisch N J *Phys. Plasmas* **19** 122503 (2012)
 116. Fetterman A J, Fisch N J *Plasma Sources Sci. Technol.* **18** 045003 (2009)
 117. Bekhtenev A A et al. *Nucl. Fusion* **20** 579 (1980)
 118. Boyer K et al., in *Proc. of the Second United Nations Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy* Vol. 31 (Geneva: UNITED NATIONS, 1958) p. 319
 119. Compant La Fontaine A et al. *J. Phys. D* **31** 847 (1998)
 120. Gueroult R et al. *Plasma Sources Sci. Technol.* **25** 035024 (2016)
 121. Елсеев В А, Поплавская Е В *Атомная энергия* **96** 193 (2004)

122. Морозов А И, Лебедев С В, в кн. *Вопросы теории плазмы* Вып. 8 (Под ред. М А Леонтовича) (М.: Атомиздат, 1974) с. 332
123. Бардаков В М, Кичигин Г Н, Строкин Н А *Письма в ЖТФ* **36** (4) 75 (2010); Bardakov V M, Kichigin G N, Strokin N A *Tech. Phys. Lett.* **36** 185 (2010)
124. Bardakov V M, Ivanov S B, Strokin N A *Phys. Plasmas* **21** 033505 (2014)
125. Bardakov V M et al. *Plasma Sci. Technol.* **17** 862 (2015)
126. Демиденко И И и др. *ЖТФ* **34** 1183 (1964)
127. Самохин А А и др. *ЖТФ* **86** (2) 127 (2016); Samokhin A A et al. *Tech. Phys.* **61** 283 (2016)
128. Тимофеев А В *Физика плазмы* **26** 667 (2000); Timfeev A V *Plasma Phys. Rep.* **26** 626 (2000)
129. Сафронов Б Г и др. *ЖТФ* **32** 678 (1962)
130. Войцены В С и др. *ЖТФ* **34** 280 (1964)
131. Паперный В Л, Красов В И *Письма в ЖТФ* **37** (11) 53 (2011); Papernyi V L, Krasov V I *Tech. Phys. Lett.* **37** 988 (2011)
132. Паперный В Л, Красов В И *Физика плазмы* **37** 1057 (2011); Papernyi V L, Krasov V I *Plasma Phys. Rep.* **37** 988 (2011)
133. Becker E W, in *Uranium Enrichment* (Ed. S Villani) (Berlin: Springer-Verlag, 1979); Пер. на русск. яз.: Беккер Е В, в кн. *Обогащение урана* (Под ред. С Виллани) (М.: Энергоатомиздат, 1983) с. 233
134. Babichev A P et al., in *Proc. of the Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research* Vol. 2 (Vienna: IAEA, 1966) p. 191
135. Калмыков А А и др. *ИТЭ* (5) 142 (1963)
136. Romessor T E et al. *IEEE Intern. Conf. Record Abstracts, 1983 IEEE Int. Conf. Plasma Science*, p. 71
137. Mussetto M et al. *IEEE Intern. Conf. Record Abstracts, 1983 IEEE Intern. Conf. Plasma Science*, p. 70
138. Stevenson N R, Bigelow T S, Tarallo F J J. *Rad. Nucl. Chem.* **257** 153 (2003)
139. Grossbeck M L, Renier J-P A, Bigelow T "Development of improved burnable poisons for commercial nuclear power reactors", Final Report on NERI Project Number 99-0074 (Tennessee: Univ. of Tennessee, 2003)
140. Carty J S, Wong A, Rosenthal G, in *4th Intern. Conf. on Isotopes, Cape Town, South Africa. 2002, Final Programme and Abstracts*, p. 36
141. La Fontaine A C, Gil Ch, Louvet P *C.R. Acad. Sci. II* **308** 821 (1989)
142. Louvet P et al., in *Proc. of the 4th Workshop on Separation Phenomena in Liquids and Gases* (Ed. C Ying) (Beijing: Tsinghua Univ., 1994) p. 83
143. Pailloux A, Compant la Fontaine A, Louvet P, in *Proc. of the Sixth Workshop on Separation Phenomena in Liquids and Gases* (Ed. I Yamamoto) (Nagoya: Nagoya Univ., 1998) p. 332
144. La Fontaine A C et al. *J. Phys. D* **31** 847 (1998)
145. La Fontaine A C, Louvet P *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** 125 (1999)
146. Карчевский А И и др., Препринт ИАЭ-5239/7 (М.: ИАЭ, 1990)
147. Карчевский А И и др. *Физика плазмы* **19** 411 (1993); Karchevskii A I et al. *Sov. J. Plasma Phys.* **19** 214 (1993)
148. Горшунов Н М и др. *Прикладная физика* (3) 34 (2001)
149. Бабичев А П и др. *Физика плазмы* **40** 864 (2014); Babichev A P et al. *Plasma Phys. Rep.* **40** 760 (2014)
150. Муромкин Ю А, в кн. *Итоги науки и техники Сер. Физика плазмы Т. 12 Плазменные методы разделения изотопов* (Под ред. А И Карчевского) (М.: ВИНТИ, 1991) с. 83
151. Карчевский А И, Муромкин Ю А, в кн. *Изотопы: свойства, получение, применение Т. 1* (Под ред. В Ю Баранова) (М.: Физматлит, 2005) с. 307
152. Долголенко Д А, Муромкин Ю А *УФН* **179** 369 (2009); Dolgolenko D A, Muromkin Yu A *Phys. Usp.* **52** 345 (2009)
153. Muromkin Yu A *J. Ener. Power Eng.* **7** 306 (2013)
154. Адамов Е О и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Обеспечение безопасности АЭС* (4) 5 (2004)
155. Адамов Е О и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Обеспечение безопасности АЭС* (4) 26 (2004)
156. Тимофеев А В *Физика плазмы* **33** 971 (2007); Timofeev A V *Plasma Phys. Rep.* **33** 890 (2007)
157. Тимофеев А В *Физика плазмы* **35** 989 (2009); Timofeev A V *Plasma Phys. Rep.* **35** 912 (2009)
158. Тимофеев А В *Физика плазмы* **25** 232 (1999); Timofeev A V *Plasma Phys. Rep.* **25** 207 (1999)
159. Wong A Y, Rosenthal G B, US Patent No. 5,981,955 (1999)
160. Dolgolenko D A et al., in *Proc. of the 4th Workshop on Separation Phenomena in Liquids and Gases* (Ed. C Ying) (Beijing: Tsinghua Univ., 1994) p. 93
161. Долголенко Д А, Карчевский А И, Потанин Е П, в сб. *Докл. V Всерос. (Международ.) научной конф. "Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул"* (М.: ЦНИИАтоминформ, 2000) с. 130
162. Тимофеев А В, Куянов А Ю *Физика плазмы* **36** 991 (2010); Timofeev A V, Kuyanov A Yu *Plasma Phys. Rep.* **36** 931 (2010)
163. Rax J-M, Robiche J, Fisch N J *Phys. Plasmas* **14** 043102 (2007)
164. Аверин В Г и др. *ЖТФ* **48** 66 (1978)
165. Fetterman A J, Fisch N J *Phys. Plasmas* **18** 103503 (2011)
166. Амиров Р Х и др. *Труды МФТИ* **6** (1) 136 (2014)

On separation of mixtures of chemical elements in plasma

D.A. Dolgolenko, Yu.A. Muromkin

National Research Centre "Kurchatov Institute",
pl. Akademika Kurchatova 1, 123182 Moscow, Russian Federation
E-mail: dolgolenko_da@nrcki.ru, muromkin_ya@nrcki.ru

This paper reviews proposals on the plasma processing of radioactive waste (RW) and spent nuclear fuel (SNF). The chemical reprocessing of SNF based on the extraction of its components from water solutions is rather expensive and produces new waste. The paper presents known experimental research on plasma separation of the mixtures of chemical elements and isotopes, whose results can help evaluate the plasma methods of RW and SNF reprocessing. Analysis identifies the difference in ionization levels of RW and SNF components at their transition to the plasma phase as a reason why all plasma methods are difficult to apply.

Keywords: plasma centrifuge, magnetic trap, centrifugal trap, ion cyclotron resonance, spent nuclear fuel

PACS numbers: 28.41.Kw, 52.25.Xz, **52.30.-q**, **52.75.-d**

Bibliography — 166 references

Received 18 October 2016, revised 9 December 2016

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **187** (10) 1071–1096 (2017)

Physics – Uspekhi **60** (10) (2017)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2016.12.038016>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2016.12.038016>