

ФЕДЕРАЛЬНОЕ АГЕНТСТВО ПО ОБРАЗОВАНИЮ
МОСКОВСКИЙ ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)

Е.П. Потанин В.Д. Борисевич

ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ РАЗДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ ПЛАЗМЕННЫМИ МЕТОДАМИ

*Рекомендовано УМО «Ядерные физика и технологии»
в качестве учебного пособия
для студентов высших учебных заведений*

Москва 2008

УДК 533.9.01(075)+621.039.3(075)

ББК 24.12я7+22.333я7

П 64

Потанин Е.П., Борисевич В.Д. **Физические основы разделения изотопов плазменными методами:** Учебное пособие. – М.: МИФИ, 2008. 80 с.

В учебном пособии проведен анализ роли и места плазменных методов в проблеме разделения стабильных изотопов. Изложены основные положения теории разделения изотопов в газовой и плазменной фазах. Рассмотрены общие вопросы теории для методов, основанных на взаимной диффузии разделяемых компонентов.

Описаны процессы разделения изотопных смесей в ВЧ-разряде с бегущим магнитным полем и разряде постоянного тока, в плазменной центрифуге, а также ионно-циклотронным методом в бесстолкновительной плазме. Приведены результаты экспериментов по разделению изотопов и паровых изотопных смесей.

Учебное пособие предназначено для студентов группы Ф8-03 МИФИ, а также студентов, специализирующихся по разделению изотопных смесей.

Пособие подготовлено в рамках Инновационной образовательной программы МИФИ.

Рецензент: канд. физ.-мат. наук, Г.А. Сулаберидзе

ISBN 978-5-7262-1057-5

© *Московский инженерно-физический институт*
(государственный университет), 2008

Редактор *Н.Н. Антонова*

Оригинал-макет изготовлен *С.В. Тялиной*

Подписано в печать 04.12.2008 Формат 60×84 1/16

Печ. л. 5,0 Уч.-изд. л. 5,0 Тираж 150 экз. Изд. № 1/47 Заказ № 2-2404

Московский инженерно-физический институт
(государственный университет) 115409, Москва, Каширское ш., 31
Типография издательства «Тровант», г. Троицк, Московской обл.

О Г Л А В Л Е Н И Е

Введение	3
1. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ РАЗДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ	10
2. РАЗДЕЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ В ПЛАЗМЕ СТАЦИОНАРНЫХ И ВЧ-РАЗРЯДОВ	22
2.1. Разряды постоянного тока	23
2.2. Механизмы разделения. «Ионный ветер»	25
2.3. «Изотопный катафорез»	30
2.4. Изотопный катафорез в разряде низкого давления	32
2.5. ВЧ-системы с бегущим магнитным полем	35
3. ПЛАЗМЕННЫЕ ЦЕНТРИФУГИ	38
3.1. Теоретические аспекты плазменного центрифугирования	39
3.2. Экспериментальные исследования разделения изотопов в плазменных центрифугах	45
3.3. Методика расчета диффузионных разделительных процессов в газовых смесях	47
4. РАЗДЕЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ В ПЛАЗМЕ С ПОМОЩЬЮ ИОННОГО ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА	53
5. ОБЗОР ПОСЛЕДНИХ ИССЛЕДОВАНИЙ В ОБЛАСТИ ИЦР-МЕТОДА	65
6. СХЕМА РАЗДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ ГАДОЛИНИЯ МЕТОДОМ ИЦР	67
Литература	78

ВВЕДЕНИЕ

Понятие *изотоп* было введено в 1910 году английским радиохимиком Ф.Содди [1]. Обладая одинаковым числом заряженных частиц в ядре Z (протонов), но различаясь числом нейтронов N , изотопы имеют одинаковое строение электронных оболочек, занимая одно и то же место в периодической таблице Д.И.Менделеева. Таким образом, изотопы химических элементов различаются только массой ядра.

В природе имеется 84 стабильных химических элемента, 62 из которых полиизотопны, образуя семейство из 264 стабильных изотопов [2] (табл. 1).

Таблица 1

Химические элементы, классифицированные по числу содержащихся в них стабильных изотопов

Количество стабильных изотопов у химического элемента									
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Be	H	O	S	Ti	Ca	Mo	Cd	Xe	Sn
F	He	Ne	Cr	Ni	Se	Ru	Te		
Na	Li	Mg	Fe	Zn	Kr	Ba			
Al	B	Si	Sr	Ge	Pd	Os			
P	C	Ar	Pb	Zr	Hf	Hg			
Sc	N	K	Ce	W	Pt	Nd			
Mn	Cl	U			Er	Sm			
Co	V					Gd			
As	Cu					Dy			
Y	Ga					Yb			
Nb	Br								
Tc	Rb								
Rh	Ag								
I	In								
Cs	Sb								
Au	La								
Bi	Ta								
Pr	Re								
Tb	Ir								
Ho	Tl								
Tm	Eu								
Th	Lu								

Таблица 1 характеризует количественный состав стабильных изотопов у различных химических элементов (без искусственно получаемого технеция и урана, который естественно-радиоактивен). Из указанных 83 элементов 22 – моноизотопны, а остальные элементы суммарно содержат 263 изотопа, каждый из которых может быть получен в концентрированном виде.

Массовые числа стабильных изотопов растут от 1 до 209, с пропуском масс 5 и 8 – в природе таких стабильных изотопов не существует. Среди стабильных изотопов насчитывается 58 групп изобаров (изотопов различных элементов с одинаковым массовым числом, то есть числом нуклонов в ядрах, но разным числом протонов и нейтронов), включающих по 2 химических элемента, и 9 групп, включающих по 3 элемента. К последним относятся, например, изобары ^{40}Ar , ^{40}K и ^{40}Ca . Интересно, что распределение моноизотопов и элементов с двумя стабильными изотопами в диапазоне масс от 1 до 209 практически равномерно. При разделении изотопов средних и тяжелых масс (более 90 а.е.м) чаще всего приходится иметь дело либо с бинарными изотопными смесями, либо с 6–7-компонентными, поскольку элементов с 3–5 изотопами немного. Наибольшее число изотопов содержат кадмий, теллур, ксенон и олово.

Для многих методов разделения существенно, является ли интересующий изотоп крайним (самым легким или самым тяжелым), что сильно упрощает его выделение. 22 химических элемента имеют по 2 изотопа. 39 элементов содержат три и более изотопов, и в них суммарно содержится 78 крайних изотопных компонент. Таким образом, из 263 разделяемых изотопов 122 являются крайними, что составляет почти половину от их общего числа.

Изотопы каждого элемента располагаются в своем интервале масс, определяя тем самым среднюю атомную массу данного элемента. При этом разница между соседними изотопами составляет одну или две атомные единицы массы. Интересно, что разница в 3 а.е.м. имеется только у урана между изотопами 235 и 238.

Отметим также, что среди легких элементов меньшую распространенность имеют тяжелые изотопы, а у тяжелых – легкие.

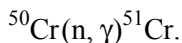
В XXI веке мировой научно-технический прогресс развивается в сторону разработки и применения наукоемких технологий, в которых заметную роль играет производство и применение особо чис-

тых веществ и веществ с заданными ядерно-физическими свойствами. Особое место здесь занимают вопросы получения широкого спектра стабильных изотопов различных химических элементов.

Стабильные изотопы в настоящее время широко используются в различных областях науки и техники в качестве «меченых атомов» и так называемых «моноизотопных материалов», под которыми подразумевают элементы, обогащенные по тому или иному изотопу. В первом случае меченые каким-либо образом атомы участвуют в изучаемом процессе вместе с прочими атомами, практически не оказывая влияния на его течение. Во втором случае стабильные изотопы не только активно влияют на ход процесса, в котором участвуют, но и сами определяют природу вещества и явления. В монографии [3] достаточно подробно изложены свойства, получение и применение изотопов. Перечислим только некоторые наиболее характерные области применения стабильных изотопов.

Фундаментальные исследования

Прогресс современной науки и техники неразрывно связан с успехами фундаментальных исследований, и степень их развития в значительной мере определяет научный потенциал страны. К таким основополагающим областям науки в первую очередь относятся физика строения атомного ядра и физика строения материи (физика элементарных частиц). Основным инструментом исследования строения вещества являются ускорители частиц высокой энергии, а мишенями обычно служат предварительно обогащенные до концентраций 99 % и более стабильные изотопы. В качестве одного из важных и перспективных инструментов исследования материи рассматривают нейтринный телескоп, калибровка которого проводится с помощью источника нейтрино, получаемого из стабильного изотопа ^{50}Cr с помощью ядерной реакции



Определение величины и природы массы нейтрино проводят с помощью обогащенных изотопов ^{76}Ge , ^{100}Mo , ^{116}Cd , ^{128}Te , ^{130}Te , ^{136}Xe , подвергающихся двойному бета-распаду. Потребные количества изотопов в этих экспериментах колеблются от десятков граммов до десятков килограммов [4, 5].

При получении новых трансурановых элементов используются нейтроноизбыточные стабильные изотопы: ^{22}Ne , ^{40}Ar , ^{48}Ca , ^{54}Cr , ^{58}Fe ($^{243}\text{Am} + ^{22}\text{Ne} \rightarrow$ трансурановый элемент 105).

Применение стабильных изотопов в технике

В нашей стране и за рубежом ведутся разработки различных исследовательских и промышленных лазеров с использованием изотопов серы, криптона, ксенона, кадмия и ряда других. Создание оптического волокна с изотопическими элементами, различных приборов оптоэлектроники, нейтронное трансмутационное легирование, новый способ хранения информации с использованием изотопов и многие-многие другие технические приложения позволяют сделать вывод о возникновении нового и чрезвычайно многообещающего направления современной технологии – *изотопической инженерии*. Дальнейшая миниатюризация микросхем и повышение тактовой частоты их работы, по-видимому, также лежит на пути изотопической инженерии. В частности, проблема отвода тепла с микросхемы является критическим фактором в полупроводниковой промышленности. Одним из возможных путей решения этой проблемы является использование вместо природного кремния, состоящего из смеси трех изотопов ^{28}Si (содержание 92,21 %), ^{29}Si (4,70 %) и ^{30}Si (3,09 %), изотопно-чистого кремния. Проведенные теоретические и экспериментальные исследования показали, что теплопроводность объемного кристалла моноизотопного ^{28}Si при температуре 20К увеличивается в 6 раз, по сравнению с природным кремнием [6].

Отметим также, что использование изотопно-чистого кремния даст возможность заметно увеличить характеристики монохроматоров синхротронного излучения [7] и детекторов элементарных частиц [8].

Различные стабильные изотопы используются в научных разработках по повышению эффективности и безопасности ядерной энергетики [9].

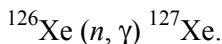
Необходимо также отметить широкое применение в науке и технике различных изотопов ртути.

Изотоп ^{157}Gd , имеющий очень высокое сечение захвата тепловых нейтронов, может найти применение в качестве выгорающей добавки в топливо энергетических ядерных реакторов.

Применение стабильных изотопов в медицине

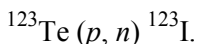
Развитие медицинской радиофармакологии стимулировало производство целого ряда стабильных изотопов. Так изотоп ^{203}Tl требуется для получения широко применяемого в диагностике ^{201}Tl , а высокообогащенный ^{98}Mo используется для производства ^{99m}Tc .

Радиоактивный ^{127}Xe , используемый для диагностики в пульмонологии, получают из высокообогащенного ^{126}Xe (природное содержание 0,090 %) с помощью реакции



Обладая коротким периодом полураспада и мягким излучением ^{127}Xe позволяет снизить дозу облучения пациента при исследованиях.

С помощью центробежной технологии в России был получен изотоп ^{126}Te с рекордной концентрацией 95,6 % в виде TeF_6 . Затем гексафторид теллура был переведен в диоксид теллура, который использовался в качестве стартового материала для мишеней при производстве изотопа ^{123}I после облучения протонами на циклотроне с помощью реакции ($E_p < 15 \text{ МэВ}$)



Разработанная технология привела к большему выходу ^{123}I по сравнению с ранее использовавшимися. Следы других изотопов йода ^{125}I , ^{126}I , ^{130}I и ^{131}I после облучения не были обнаружены вследствие чрезвычайно малых концентраций изотопов теллура с массовыми номерами 125 и выше. Вследствие этого полученный изотоп ^{123}I оказался пригоден для медицинского применения в течение более длительного времени, чем ранее использовавшийся. На сегодняшний день изотоп ^{123}I вместе с ^{201}Tl и ^{99m}Tc рассматриваются как основные для использования в медицинской диагностике [8].

Кроме вышеперечисленных «традиционных» областей использования стабильных изотопов в настоящее время изучаются проекты применения изотопов для защиты ценных бумаг с маркером на основе стабильного изотопа ^{187}Os от возможных подделок и фаль-

сификаций, а также ряд других не менее интересных предложений, которые могут быть востребованы уже в ближайшие годы.

За последние два десятилетия в нашей в стране был успешно реализован целый ряд проектов, в результате которых были наработаны десятки и сотни килограммов изотопов ^{50}Cr , ^{76}Ge , ^{116}Cd , ^{136}Xe и ряда других, нашедших применение в уникальных экспериментах фундаментальной физики, разработке новых технологий, медицине и т.д. Это стало возможно благодаря тому, что разделение изотопов на газовых центрифугах в России превратилось в самостоятельную отрасль, производящую стабильные и радиоактивные изотопы более двадцати химических элементов.

Следует отметить также широкое применение изотопа углерода ^{13}C при диагностике желудочно-кишечных заболеваний.

Категории качества изотопной продукции

Основным параметром качества для обогащенного стабильного изотопа является его атомная доля (концентрация). Однако часто одной только величины концентрации обогащенного стабильного изотопа не достаточно для установления ценности данного продукта для различных приложений, и тем более, для определения трудоемкости процесса разделения. Многообразие стабильной изотопической продукции может быть упорядочено следующими четырьмя *основными категориями качества* обогащенных стабильных изотопов, важных как для производителей, так и для потребителей:

1) изотопная метка (изменено содержание необходимого изотопа по сравнению с природным);

2) стабильный изотоп с заданной кратностью обогащения (увеличена концентрация целевого изотопа до требуемого уровня);

3) изотопно-чистые препараты (уменьшено содержание мешающих изотопных компонент);

4) изотопные эталоны (образцы с предельно достижимым содержанием целевой изотопной компоненты, но не менее 99 %).

1. ОБЩИЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ РАЗДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ

Существующие промышленные методы разделения изотопов первоначально были в основном нацелены на получение изотопов урана и лития [10]. Для разделения изотопов урана использовались методы, основанные на газовой диффузии и центрифугировании. Следует отметить, что каскады газовых центрифуг позволяют в рамках промышленного производства получать стабильные изотопы многих элементов периодической системы Д. Менделеева. Однако они применимы только для элементов, имеющих газообразные соединения при нормальных условиях. Так как целый ряд элементов не имеет подходящих летучих соединений, такой экономически выгодный метод разделения как центробежный не позволяет получать многие изотопы. Сюда относятся в первую очередь элементы первой и второй групп периодической таблицы, а также редкоземельные элементы. С другой стороны, практически универсальный электромагнитный метод [11] не является производительным и достаточно дешевым. Известно, что производительность электромагнитного метода низка в силу ограничений на ионный ток в пучке, связанных с взаимным отталкиванием одноименно заряженных ионов. Важной особенностью плазменных методов является отсутствие такого рода принципиальных ограничений. По этой причине производительность плазменной установки может быть весьма значительной по сравнению с электромагнитным масс-сепаратором.

Исследование и развитие новых методов разделения изотопов диктуется не только необходимостью расширения ассортимента изотопной продукции, но и возросшими требованиями экологии, поскольку ряд изотопов производится с применением экологически вредных компонентов. Все это и послужило в свое время толчком к разработке альтернативных и, в частности, плазменных методов разделения изотопов.

Плазменные методы условно удобно разделить на две категории: «диффузионные» и «селективные». К первому типу относятся способы, в которых, как и в традиционных методах (газовая диффузия, термодиффузия, центрифугирование), разделение в доста-

точно плотной плазме вызывается активным действием силовых полей, а собственно выделение продукта происходит за счет взаимной диффузии компонентов смеси. Отсюда и термин – «диффузионные» методы. К ним можно отнести плазменные газоразрядные системы с бегущей магнитной волной [12], прямой разряд постоянного тока [13] и плазменные центрифуги [14]. Ко второй категории относится метод ионно-циклотронного резонанса (ИЦР-нагрев) [15, 16]. При реализации процесса разделения методом ИЦР сначала осуществляется изотопически селективный нагрев одного из ионных компонентов, а затем на основе различия физических свойств нагретых и ненагретых составляющих плазмы производится их разделение. При этом имеется возможность получать достаточно высокие (большие чем в плазменных диффузионных методах) степени разделения в одноступенчатом аппарате и отсутствуют характерные для электромагнитного способа ограничения на ионные потоки, связанные с разделением заряда. По сравнению с плазменными диффузионными методами селективный ИЦР-нагрев, однако, характеризуется значительно более сложным оборудованием. Этот метод находится в настоящее время на стадии технологических разработок.

Некоторые сведения из теории разделения изотопов

Для оценки эффективности рассматриваемых методов разделения изотопов нам понадобится использовать некоторые критерии, известные в теории разделения изотопов. Введем их, проиллюстрировав наглядными примерами. Если мы хотим, например, пространственно разделить студентов группы на юношей и девушек, пересадив их на параллельные ряды в классной комнате, то достаточно просто дать четкую неукоснительно выполняемую команду пересесть. В задаче же разделения изотопных смесей необходимо отделить молекулы одного сорта от молекул другого сорта, которые таких команд не понимают. Поэтому следует использовать какие-либо различия в свойствах молекул, чтобы их разделить или выделить целевой компонент. Обычно, в случае, если так можно выразиться «классической» схемы разделения, когда разделяемая смесь является газом, осуществляется внешнее селективное силовое воздействие на молекулы, стремящееся разделить их в про-

странстве. Термин «селективное» означает, что силы, действующие на компоненты различны, что и приводит к разделению (так, например, центробежные силы, действующие во вращающемся роторе газовой центрифуги, сильнее отбрасывают к периферии тяжелые молекулы, нежели легкие, что вызывает первичный центробежный эффект). К сожалению, различия изотопных компонентов обычно невелики, а тепловое движение («перемешивание») молекул стремится уменьшить этот и без того малый эффект разделения. По этой причине разделение изотопов является необычайно сложной задачей.

Попытаемся сначала выяснить основные особенности разделительного процесса в газовой фазе. Наиболее наглядно проиллюстрировать процесс разделения газовой смеси в поле сил тяжести. Заметим, что все другие «классические» механизмы разделения укладываются в эту схему. Допустим, что мы имеем вертикально расположенный столб (параллелепипед) бинарной газовой смеси, состоящей из хаотически двигающихся молекул различного сорта с массами m_1 и m_2 , причем обоим компонентам можно приписать одинаковую абсолютную температуру T . Представим себе, что в момент времени $t = t_0$ поле тяжести отсутствует. Тогда все молекулы равномерно распределены по пространству в силу своего теплового движения. Включим поле тяжести. Конечный результат нам хорошо известен. Каждый из компонент смеси перераспределится в пространстве в соответствии со своим равновесным распределением Больцмана. Если направить ось z вверх, отсчитывая ее от нижнего торца столба, то равновесные распределения числовых плотностей компонент примут вид

$$n_{1z}^p = n_{10}^p \exp\left(-\frac{m_1 g z}{kT}\right), \quad (1)$$

$$n_{2z}^p = n_{20}^p \exp\left(-\frac{m_2 g z}{kT}\right), \quad (2)$$

где n_{10}^p и n_{20}^p – равновесные плотности компонент первого и второго сортов на уровне $z = 0$, n_{1z}^p и n_{2z}^p – на уровне $z = Z$, g – ускорение свободного падения, k – постоянная Больцмана. Очевидно, что

для частиц с большей массой относительное перераспределение плотности будет более значительным. В результате концентрация тяжелых молекул в нижней части столба возрастет. Соответственно в верхней части произойдет ее уменьшение. В этом и состоит эффект обогащения смеси при $z=0$ тяжелым компонентом, и ее обеднение этим компонентом в противоположной зоне. Однако разделение в данном случае является не полным, а частичным в силу упомянутого выше теплового «перемешивания».

Эффект разделения можно охарактеризовать коэффициентом разделения α , который определяется на основе соотношения

$$\alpha_z = \frac{C_z / (1 - C_z)}{C_0 / (1 - C_0)}, \quad (3)$$

где $C = \frac{n_1}{n_1 + n_2}$ – мольная долевая концентрация первого компонента,

C_0 – концентрация на уровне $z=0$, C_z – концентрация при $z=Z$. Деля уравнения (1) и (2) одно на другое, а также производя несложные преобразования, получим для равновесного состояния

$$\alpha_z^p = \exp\left(-\left(\frac{m_1 - m_2}{kT}\right)gZ\right). \quad (4)$$

В случае любого другого силового поля эта формула принимает вид

$$\alpha_z^p = \exp\left(-\left(\frac{f_1 - f_2}{kT}\right)Z\right), \quad (5)$$

где роль m_1g и m_2g играют внешние силы f_1 и f_2 , действующие на молекулы обоих сортов. Если справедливо обычно выполняющееся для изотопных смесей условие

$$\frac{(f_1 - f_2)Z}{kT} \ll 1, \quad (6)$$

то удобно ввести коэффициент обогащения

$$\varepsilon_z^p = \alpha_z^p - 1 \cong \frac{(f_1 - f_2)Z}{kT}. \quad (7)$$

Можно показать, пользуясь распределениями (1), (2), что в случае умеренных перепадов давления и небольших разделительных эффектов

$$\varepsilon_z^p \cong \frac{f_1 - f_2}{f} \ln \frac{p_z}{p_0}, \quad (8)$$

где p_z и p_0 – давления смеси в соответствующих областях, \bar{f} – «средняя» сила. Совершенно очевидно, что поскольку по сравнению с первоначальным состоянием в одной области пространства концентрация тяжелых молекул увеличилась, а легких уменьшилась, конечное состояние смеси является следствием некоторого процесса переноса компонентов, который в достаточно плотных газах принято называть диффузией (это справедливо, если в процессе переноса происходят частые столкновения частиц). В результате этого процесса частицы, на которые действовали большие силы, продиффундировали в направлении действия внешних сил, а частицы другого сорта – в противоположную сторону. Иногда можно встретить не вполне точное утверждение, что разделение обусловлено градиентом давления (бародиффузия) или градиентом температуры (термодиффузия). Соотношение (8) наглядно показывает, что диффузионное разделение в силовых полях может быть обусловлено только различием внешних сил, действующих на молекулы. Термодиффузию мы рассмотрим ниже, где будет показано, что в этом случае разделение связано опять же с различием сил, но внутренних, возникающих в газе вследствие соударений частиц.

Какова причина диффузионного разделительного процесса, и как он протекает? Оказывается, что в достаточно плотном газе разделение происходит сравнительно медленно. Гораздо более быстрым после включения внешнего поля является процесс сжатия смеси как целого и установления градиента полного давления $\frac{dp}{dz}$. В

этой связи напомним некоторые известные из других курсов физики понятия, такие, как градиент давления, градиент парциального давления, сила диффузионного трения при относительном движении компонент смеси.

Если в газе (или газовой смеси) по какой-либо причине возникло пространственное изменение плотности (или парциальной плот-

ности компонента) среды, например, в направлении оси z , то при однородности распределения температуры имеет место градиент давления $\frac{dp}{dz}$ (или градиент парциального давления компонента $\frac{dp_1}{dz}$). Это означает, что на элемент объема газа или компонента в смеси действует сила $-\frac{dp}{dz}$ или $-\frac{dp_1}{dz}$ соответственно. Знак минус означает, что внешняя сила и градиент давления направлены навстречу друг другу. Для того чтобы показать это, достаточно рассмотреть элемент объема смеси в форме параллелепипеда с боковой поверхностью $S = h \times L$ и длиной dz в направлении оси z не действуют внешние силы (так называемая концентрационная диффузия) (рис. 1).

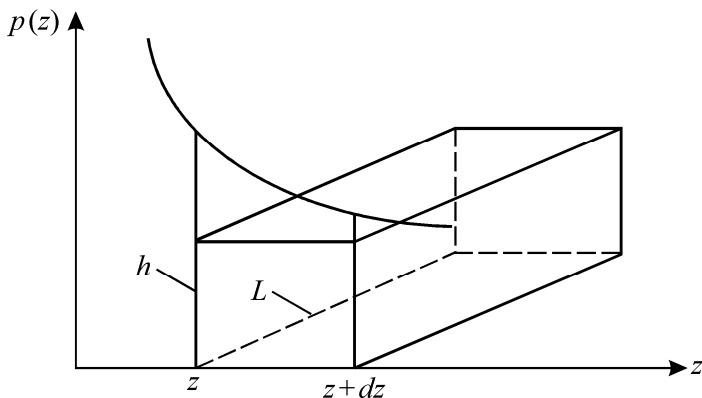


Рис. 1. Схема к расчету сил давления

Записывая результирующую силу давления, действующую на единицу объема газа, имеем

$$\frac{pS - (p + dp)S}{sdz} = -\frac{dp}{dz}. \quad (9)$$

Остановимся теперь на термине диффузия компонент. Под явлением диффузии обычно понимается процесс взаимного проникновения соприкасающихся веществ. В случае газовых смесей явле-

ние диффузии имеет место, например, при наличии пространственной неоднородности плотности компонент, если на смесь не действуют внешние силы (концентрационная диффузия) и каждый из компонент «движется» из тех областей объема газа, где его плотность выше, в области с меньшей плотностью. Однако это этот пример иллюстрирует частный случай проявления диффузии. В общем случае под диффузией понимается физическое явление, при котором средние скорости компонент не совпадают, и имеет место их взаимное движение. Здесь под движением понимается не хаотическое перемещение молекул с тепловыми скоростями, а усредненное направленное движение компонент. Очевидно, что в упоминавшемся нами случае обычной концентрационной диффузии действительно имеет место движение одного из компонентов относительно другого, т.е. взаимное движение составляющих смеси. В кинетической теории газов понятие средней скорости вводится строго на основе представлений о функции распределения молекул по скоростям. Так, например, средняя скорость частиц сорта i равна

$$\bar{\vec{V}}_i = \frac{1}{n_i} \int \vec{V} f_i(\vec{V}) d\vec{V}, \quad (10)$$

где черта сверху означает усреднение по пространству скоростей, $d\vec{V}$ – элемент объема в этом пространстве, $f_i(\vec{V})$ – функция распределения по скоростям. Тогда условия наличия диффузионного процесса можно записать в виде

$$\bar{\vec{V}}_i - \bar{\vec{V}}_k \neq 0. \quad (11)$$

При наличии относительного движения компонент газовой смеси имеет место связанное с передачей направленного импульса при соударениях частиц разного сорта взаимное «трение» компонент. Появление силы трения нетрудно понять из следующих рассуждений. Пусть первый компонент движется через неподвижную в среднем среду, состоящую из молекул второго сорта. Если выделить из общего движения частиц газа некое направленное, забыв на время про тепловое хаотическое движение, то очевидно, что молекулы первого компонента, двигаясь вдоль координаты z в среде неподвижных молекул 2-го сорта, будут непрерывно передавать последним свой импульс в результате соударений. Уподобим для

простоты молекулы твердым упругим сферам. При центральном или лобовом соударении шаров, один из которых движется, а другой неподвижен, импульс, передаваемый движущимся шаром неподвижному, равен удвоенному произведению приведенной массы шаров $\mu_{12} = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ и начальной скорости шара U_1 :

$$\Delta p_c = 2\mu_{12}U_1. \quad (12)$$

Средняя сила трения, испытываемая молекулами 2-го компонента в результате соударений с молекулами 1-го компонента, рассчитанная на 1 частицу, равна произведению среднего импульса, передаваемого при отдельном соударении и средней частоты соударений молекул второго сорта ν_{21} . Индексы 2 и 1 и их порядок означают, что величина ν_{21} есть частота соударений одной молекулы второго сорта со всеми молекулами первого сорта. Поскольку имеют место соударения с различными прицельными параметрами, а не только близкие к центральным, средний передаваемый импульс будет равен половине его максимального значения, характерного для лобового соударения. Тогда для средней силы трения, приходящейся на единицу объема второго компонента, получим

$$F_{f2} \cong \mu_{12} n_2 \nu_{21} U_1. \quad (13)$$

Эту силу принято называть силой диффузионного трения между компонентами. В рассмотренном случае 1-й компонент движется через неподвижный в среднем газ с постоянной скоростью, также испытывая действие силы трения, направленной против движения, аналогичное тому, которое, если прибегнуть к простейшей механической аналогии, испытывает брусок, перемещающийся при наличии трения по шероховатой поверхности стола. Здесь не уточняется, за счет чего движется первый компонент газовой смеси. Он может приводится в движение, например, рассмотренной ранее силой, связанной с градиентом парциального давления первого компонента. Чаще движение компонента вызывается внешней силой, например электрической, если первый компонент состоит из ионов, как это имеет место в газоразрядной плазме. Эта сила в частности поддерживает среднюю скорость ионного компонента, ускоряя ионы, потерявшие в результате столкновений свой импульс. Очевидно,

что в случае, если второй компонент движется со средней скоростью U_2 , то формула (13) примет вид

$$F_{f2} \cong \mu_{12} n_2 v_{21} (U_1 - U_2). \quad (14)$$

Это выражение в силу соотношения $n_1 v_{12} = n_2 v_{21}$ удобнее переписать в виде

$$F_{f2} \cong \mu_{12} n_1 v_{12} (U_1 - U_2), \quad (15)$$

где v_{12} – частота соударений одной молекулы первого сорта со всеми молекулами второго. Также нам понадобится использовать еще одну форма записи для средней силы трения, приходящейся на единицу объема второго компонента, которая выглядит следующим образом:

$$F_{f2} \cong a_{12} n_1 n_2 (U_1 - U_2), \quad (16)$$

где $a_{12} = \frac{v_{12} \mu_{12}}{n_2}$ – величина, не зависящая от числа частиц смеси.

Возвращаясь к вопросу о том, как протекает диффузионный разделительный процесс в поле сил тяжести, заметим, что в первый после установления величины градиента полного давления момент времени, концентрация C еще однородна в пространстве. Однако такое состояние смеси является неравновесным, поскольку при равенстве градиентов парциального давления компонентов, рассчитанных на одну частицу (из условия $C \cong \text{const}$ при $t \cong t_0$ следует

$\frac{1}{n_1} \frac{dp_1}{dz} \cong \frac{1}{n_2} \frac{dp_2}{dz}$), на тяжелые молекулы действует бóльшая сум-

марная сила, нежели на легкие. Поэтому после сравнительно быстрого установления градиента полного давления смеси начинается относительно медленный процесс взаимной диффузии компонентов, в результате которого легкие частицы преимущественно поднимаются вверх, а тяжелые – опускаются вниз. Этот процесс, приводящий к частичному разделению компонентов, происходит до тех пор, пока силы тяжести, действующие на молекулы обоих компонентов, не уравновесятся силами, связанными с градиентами парциального давления, т.е. пока не будут выполнены условия

$$-m_1 g = \left(\frac{1}{n_1} \frac{dp_1}{dz} \right)_{eq}, \quad -m_2 g = \left(\frac{1}{n_2} \frac{dp_2}{dz} \right)_{eq}, \quad (17)$$

где индекс *eq* означает равновесное значение градиента парциального давления. Для подтверждения вышесказанного прибегнем к механической аналогии. Рассмотрим механическую систему, состоящую из двух соприкасающихся своими боковыми поверхностями прямоугольных брусьев различной массы, опирающихся на упругие пружины (рис. 2). Аналогом сил, связанных с градиентами парциальных давлений компонентов, являются силы сжатия пружин. Если покрыть соприкасающиеся поверхности брусьев достаточно густой смазкой, то при своем движении относительно друг друга они будут испытывать существенное действие силы вязкого трения. Пусть массы тел равны соответственно M_1 и M_2 ($M_1 > M_2$), а упругие свойства и длины пружин в недеформированном состоянии одинаковы. Допустим, что при $t < t_0$ грузы поддерживаются внешними силами \vec{F}_1 и \vec{F}_2 , удовлетворяющими условиям ($F_{1z} (\equiv M_1 g$ и $|F_{2z}| \equiv M_2 g$ (например, силами натяжения нитей) на одинаковом расстоянии Z от поверхности закрепления пружин, так что силы сжатия обеих пружин равны нулю (рис. 2, а). Данная ситуация формально означает отсутствие сил тяжести.

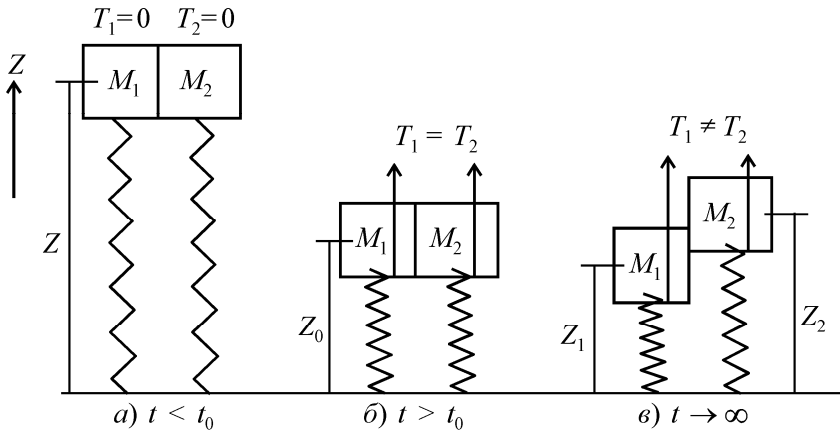


Рис. 2. Механическая аналогия диффузионных разделительных процессов в поле тяжести

Если в момент времени $t = t_0$ силы \vec{F}_1 и \vec{F}_2 перестают действовать, что автоматически соответствует включению сил тяготения, тело 1 вследствие своей большей массы стремится опуститься до более низкого уровня, чем тело 2. Однако при значительной величине коэффициента трения между боковыми поверхностями брусков их относительная скорость невелика, в результате чего оба бруска практически одинаково опустятся до уровня

$$Z_0 = Z - \frac{(M_1 + M_2)g}{2\lambda}, \quad (18)$$

(здесь λ – упругость пружины), лишь слегка переместившись относительно друг друга. Этот результат следует из простых рассуждений. Сила сжатия пружин по закону Гука равна $T = \lambda(Z - Z_0)$. Условие равновесия обоих брусков как единого целого тогда есть

$$2\lambda(Z - Z_0) = (M_1 + M_2)g, \quad (19)$$

откуда следует условие (18). В этих рассуждениях колебательными движениями тел пренебрегаем. «Зафиксированное» в момент времени $t = t_1 \geq t_0$ и показанное на рис. 2, б состояние не может существовать бесконечно долго. В силу того что $M_1g > T_1(t_1)$, а $M_2g < T_2(t_1)$, первый брусок начнет опускаться, а второй подниматься. В равновесии ($t \rightarrow \infty$) положения центров тяжести брусков Z_1 и Z_2 удовлетворяют условиям

$$M_1g = \lambda(Z - Z_1), \quad M_2g = \lambda(Z - Z_2). \quad (20)$$

Пространственные смещения брусков в противоположные от уровня $Z = Z_0$ стороны в определенной степени соответствуют частичному разделению газовой смеси в поле тяжести (рис. 2, в). Причина относительного движения брусков (взаимного перемещения) или компонентов смеси (взаимной диффузии) связана с отсутствием в обоих случаях равновесия между силами тяготения и соответствующими силами сжатия пружин (для брусков) или градиентов парциального давления компонентов (для смеси). При этом в мысленном опыте силы диффузионного трения между компонентами моделируются поверхностным трением брусков, возникающим при

их взаимном движении. Предложенная аналогия не является полной. В частности, оба компонента уподобляются твердым телам с определенным положением центра масс. Однако качественно явления аналогичны, поскольку при разделении смеси центры тяжести компонентов смеси смещаются в противоположные стороны. Выполненный анализ поясняет часто встречающийся в литературе термин «неравновесный» процесс, относящийся в частности к разделению смесей в газовой фазе. Действительно, все такого рода разделительные процессы (в газовой центрифуге, масс-диффузионной или термодиффузионной колоннах, а также в устройствах, о которых пойдет речь в данном пособии) связаны с нарушением равновесия сил, действующих на разделяемые компоненты в различных силовых полях.

Контрольные вопросы

1. Дайте определение понятию «изотоп».
2. Что такое коэффициент разделения?
3. Как определяется коэффициент обогащения?
4. Охарактеризуйте физические причины масс-диффузионного разделения компонент.

2. РАЗДЕЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ В ПЛАЗМЕ СТАЦИОНАРНЫХ И ВЧ-РАЗРЯДОВ

Плазмой называется четвертое состояние вещества, в котором основную роль играют заряженные частицы – электроны и ионы. Это, однако, не означает, что именно заряженные частицы преобладают в количественном отношении в плазме. В слабоионизированной плазме концентрация заряженных частиц может составлять относительно малую долю от полного числа частиц. В таком случае говорят о низкой степени ионизации среды. Неотъемлемым свойством плазмы является ее квазинейтральность, заключающаяся в том, что в единице объема среды число положительных и отрицательных зарядов практически одинаково. Если непрерывно повышать температуру обычного газа, то рано или поздно он превратится в плазму. Для получения значительной степени ионизации в условиях термодинамически равновесной и достаточно плотной среды необходимо поддерживать очень высокую температуру. Однако в научных лабораториях уже давно создают плазму в термически неравновесных условиях в так называемых газоразрядных системах. Они представляют собой заполненные газом при сравнительно низком давлении сосуды или трубки, в которых возбуждаются переменные или постоянные электрические поля. При этом достаточно высокую концентрацию заряженных частиц создают не за счет повышения температуры нейтрального газа, а вследствие разогрева электронной компоненты в электрических полях. Оказывается, что в обычном нейтральном газе всегда имеется некоторое количество «затравочных» электронов (например, за счет космического излучения). Ускорение этих электронов во внешних электрических полях приводит к лавинной ионизации газа и его пробою. Поскольку вероятность ионизации электронным ударом относительно высока, можно достигать сравнительно больших степеней ионизации при невысоких температурах электронов. Температура нейтралов при этом еще ниже. Такую ионизацию можно назвать «неравновесной». По характеру введения электрического поля в разрядный промежуток различают ВЧ-разряды и разряды постоянного тока.

2.1. Разряды постоянного тока

Рассмотрим сначала наиболее простейший тип разряда – разряд постоянного тока. Пусть газоразрядная система состоит из длинной цилиндрической водоохлаждаемой ограниченной торцами камеры, внутри которой находится разделяемая газовая смесь, а на ее концах размещены электроды, между которыми поддерживается разность потенциалов (рис. 3).

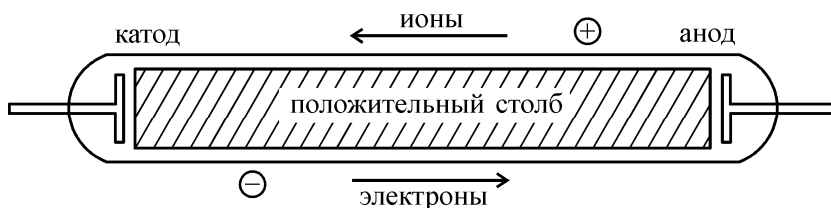


Рис. 3 Схема прямого разряда постоянного тока

В условиях стационарного разряда в плазме между электродами протекает электрический ток, который переносится в основном электронами, движущимися от отрицательного электрода (катода) к положительному (аноду). Однако имеется и ионный ток, который мал в силу незначительной подвижности ионов по сравнению с электронами (причина незначительной подвижности ионов ясна из предыдущего нашего рассмотрения силы диффузионного трения, поскольку масса иона значительно превышает массу электрона). Степень ионизации плазмы в газоразрядных системах обычно составляет несколько процентов, что позволяет говорить о слабоионизованной плазме. Именно с такими свойствами рассматривается среда при исследовании процессов разделения в разрядах. Отметим, что долгое время в литературе отсутствовали сообщения о каких-либо существенных эффектах разделения изотопов в разрядах постоянного тока. Только в 1980 г. появилась работа, в которой сообщалось о большом эффекте разделения изотопов неона ($^{20}\text{Ne} - ^{22}\text{Ne}$) в сильноточном прямом разряде постоянного тока [13]. Измерялась концентрация смеси на обоих концах тонкой разрядной трубки диаметром около 3 мм. Начальное давление в разряде составляло около 3 мм рт. ст., плотность тока $J = 50 \text{ А/см}^2$, дли-

на капилляра равнялась 10 см. Тяжелым изотопом обогащалась прикатодная область, то есть та зона, куда был направлен поток ионов, легким – соответственно прианодная. Измеренный в экспериментах коэффициент разделения был равен $\alpha \cong 1,45$ (что соответствует коэффициенту обогащения $\varepsilon = \alpha - 1 \cong 45\%$). Отметим, что это рекордная величина элементарного эффекта обогащения, когда-либо достигнутая в случае «диффузионных» методов разделения.

Полученные в работе [13] результаты были повторены в Институте молекулярной физики Российского научного центра «Курчатовский институт» [17, 18]. Было проведено детальное изучение разделительных свойств разряда постоянного тока. Исследовалось разделение изотопных смесей не только неона, но также других благородных газов – криптона и ксенона. На рис. 4 представлены экспериментально полученные зависимости коэффициентов обогащения, приходящихся на единичную разность массовых чисел, от начального давления в трубке P_0 при токе разряда $I_r = 10$ А и внутреннем диаметре трубки $d \approx 3$ мм.

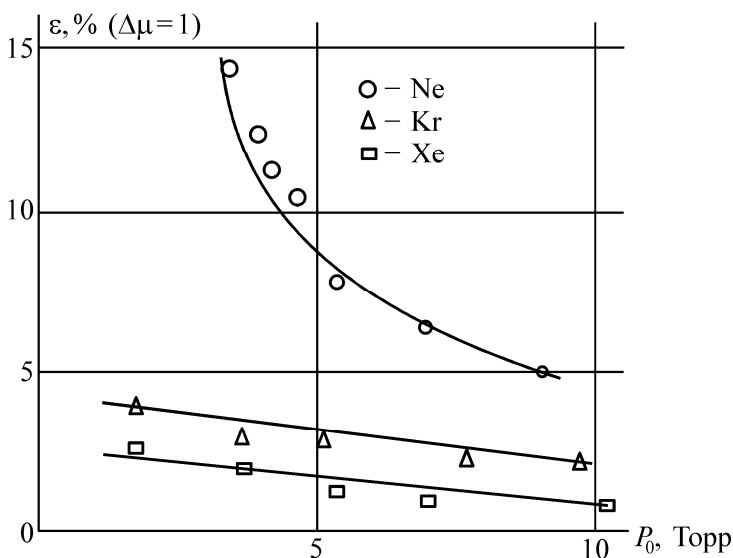


Рис. 4. Зависимость коэффициента обогащения от начального давления в трубке при разделении изотопов благородных газов в разряде постоянного тока

Эти эксперименты в основном подтвердили результаты работы [4], хотя при приблизительно одинаковых условиях были получены несколько меньшие разделительные эффекты. Интересно, что наблюдаемые эффекты оказались обратно пропорциональны молекулярной массе изотопной смеси. Были изучены также случаи, когда в разделяемую изотопную смесь добавляли легкоионизируемые присадки. Исследования изотопных разделительных эффектов в газовых смесях с неодинаковыми потенциалами ионизации показало, что более эффективно разделяются изотопы легкоионизируемого компонента. Так, например, в смеси Ne – Kr, где каждый компонент представляет собой изотопную смесь, коэффициент обогащения ϵ_{Kr} значительно превышает величину ϵ_{Ne} при потенциалах ионизации неона и криптона, равных соответственно 21,6 эВ и 14,0 эВ.

2.2. Механизмы разделения. «Ионный ветер»

Было предложено два механизма разделения изотопов в разряде постоянного тока. Первый связан с различием сил диффузионного трения, действующих на нейтральные компоненты со стороны ионов, переносящих часть электрического тока [19, 20] (напомним, что основной ток переносится электронами). Второй – так называемый «изотопный катафорез» [21]. Для понимания сути первого механизма разделения необходимо рассмотреть процесс диффузии ионов через практически неподвижный нейтральный газ. Ионы рождаются в прианодной области, диффундируют к катоду в так называемом положительном столбе (см. рис. 3) и нейтрализуются на катоде. При расчете разделительного эффекта можно непосредственно воспользоваться результатами, полученными ранее при вычислении силы диффузионного трения между компонентами при их относительном движении. Используем формулу (15) для вычисления сил диффузионного трения, действующих на нейтральные частицы первого и второго сорта с массами m_1 и m_2 со стороны ионов третьего сорта с массой M . Такой случай более нагляден и прост при проведении расчета. Он действительно имеет место в реальной ситуации, если в разделяемую изотопную смесь добавлен третий легкоионизируемый компонент. Числовые плотности ней-

тральных частиц первого и второго сортов обозначим n_{n_1} и n_{n_2} соответственно. Положим среднюю скорость второго компонента U_2 в (15) равной нулю (в реальной ситуации существует обратный поток нейтральных атомов, но в данном рассмотрении его можно не учитывать, предполагая, что ионы «вбиваются» в катод), пренебрежем ионами изотопной смеси в силу ее трудной ионизируемости и обозначим U_i – среднюю скорость движения ионов легкоионизируемой добавки. Кроме того, заменим в (15) μ_{12} на $Mm_1/(M + m_1)$, n_1 на числовую плотность ионов добавки n_i , а v_{12} на v_{in_1} . Тогда для силы трения, действующей в среднем на одну нейтральную частицу первого сорта, получим следующее выражение:

$$f_{n_1} = \frac{Mm_1}{M + m_1} \frac{n_i v_{in_1} U_i}{n_{n_1}}. \quad (21)$$

Аналогично для частиц второго сорта имеем

$$f_{n_2} = \frac{Mm_2}{M + m_2} \frac{n_i v_{in_2} U_i}{n_{n_2}}, \quad (22)$$

где v_{in_1} и v_{in_2} – средние частоты соударений ионов с нейтральными частицами первого и второго сортов соответственно. Из курса общей физики известно, что частоты соударений пропорциональны средним относительным скоростям движения молекул \bar{V}^r и могут быть оценены из соотношений: $v_{in_1} \cong n_{n_1} \bar{V}_{in_1}^r \sigma_{in}$, $v_{in_2} \cong n_{n_2} \bar{V}_{in_2}^r \sigma_{in}$, где σ_{in} – сечение соударений ионов и нейтральных атомов, одинаковое для обеих изотопных составляющих. С использованием кинетической теории газов можно показать, что средние относительные скорости движения молекул равны $\bar{V}_{in_1}^r = \sqrt{\frac{8kT}{\pi\mu_{in_1}}}$,

$$\bar{V}_{in_2}^r = \sqrt{\frac{8kT}{\pi\mu_{in_2}}}.$$

Перепишем формулы (21), (22) в виде

$$f_{n_1} = A \sqrt{\frac{Mm_1}{M+m_1}}, \quad f_{n_2} = A \sqrt{\frac{Mm_2}{M+m_2}}, \quad (23)$$

где $A = \sqrt{2kTn_i}U_i\sigma_{in}$ – величина, не зависящая от масс частиц. Отметим, что, как следует из соотношений (23), на тяжелый компонент действует бóльшая сила, чем на легкий. Полагая $m_1 = m_2 + \Delta m$, где $\Delta m/\bar{m} \ll 1$, получим выражение для относительной разницы сил

$$\frac{f_{n_1} - f_{n_2}}{f} \cong \frac{1}{2} \frac{\Delta m M}{(M + \bar{m})\bar{m}}, \quad (24)$$

откуда выражение для коэффициента обогащения с учетом (8) примет вид

$$\varepsilon_z \cong \frac{1}{2} \frac{\Delta m M}{(M + \bar{m})\bar{m}} \ln \frac{p_{nz}}{p_{n0}}. \quad (25)$$

Далее приведем без вывода выражение для коэффициента обогащения в случае учета обратного потока нейтральных атомов, образующихся в результате нейтрализации ионов в прикатодной области:

$$\varepsilon_z \cong \frac{1}{2} \frac{\Delta m M (\sigma_{in} - \sigma_n)}{(M + \bar{m})\bar{m}\sigma_{in}} \ln \frac{p_{nz}}{p_{n0}}, \quad (26)$$

где σ_n – сечения соударения нейтральных атомов разделяемой смеси и легкоионизируемой добавки. Рассмотренный механизм получил название «ионный ветер». По своему физическому действию «ионный ветер» аналогичен известному «классическому» масс-диффузионному механизму разделения изотопов [22]. Причем роль «пара», в который диффундируют разделяемые изотопы, в плазме играет ионный компонент. Как следует из (25), если масса движущихся молекул и создающих масс-диффузионный эффект мала по сравнению с массой молекул разделяемых компонентов, то эффект разделения незначителен. В заключение отметим одно важное обстоятельство. Анализ выражения (23) показывает, что если рассматривать диффузию легкого и тяжелого ионов через «неподвиж-

ный» нейтральный компонент, то лучше (с большей средней скоростью) будут диффундировать легкие ионы, так как они испытывают меньшую силу диффузионного трения о нейтральный газ.

В чисто изотопной смеси расчет «ионного ветра» наталкивается на сложность учета резонансной перезарядки, сечение которой может превосходить сечение упругого рассеяния. В общих чертах расчет разделительных эффектов на основе более строгого подхода, связанного с понятием транспортного сечения или сечения передачи импульса Q [20], выглядит следующим образом. Предположим, что при перезарядке не происходит искривления траектории взаимодействующих частиц, вследствие чего отсутствует передача импульса между атомными частицами (ион или нейтральная частица). Существенным моментом в данном случае является тот факт, что при перезарядке атомная частица, которая до соударения являлась нейтральной, становится ионом, и наоборот, в результате чего в случае изотопных смесей можно считать, что происходит особый вид «химической реакции», сопровождающийся рождением и гибелью изотопного компонента определенного сорта. При этом если рассматривать силы диффузионного трения, действующие со стороны потока ионов на нейтральные составляющие изотопной смеси, следует иметь в виду, что в процессе резонансной перезарядки импульс, передаваемый нейтральной частице данного компонента, практически равен импульсу иона того же компонента. Оказалось, что в этом случае структура выражений для сил диффузионного трения отличается от той, что характерна для чисто упругих взаимодействий. Так, сила трения, действующая на нейтральный компонент первого сорта при только упругих соударениях, в векторном виде описываются выражением

$${}^e\bar{R}_{n_1} = n_{i_1} n_{n_1} \mu_{i_1 n_1} \alpha_{i_1 n_1} (\bar{U}_{i_1} - \bar{U}_{n_1}) + n_{i_2} n_{n_1} \mu_{i_2 n_1} \alpha_{i_2 n_1} (\bar{U}_{i_2} - \bar{U}_{n_1}), \quad (27)$$

где α_{ij} – коэффициенты диффузионного трения, по порядку величины равные произведению характерной относительной скорости сталкивающихся частиц \bar{V}_{ij} и диффузионного сечения упругого рассеяния Q_{ij} . Нетрудно видеть, что формально точное уравнение (27) совпадает с полученным нами на основе простейших рассуж-

дений соотношением (16), если учесть соотношение $\alpha_{ij} = v_{ij} / n_j$. В случае преобладающего влияния резонансной перезарядки в число изотопной смеси сила трения определяется как

$${}^* \bar{R}_{n_1} = {}^* \bar{R}_{n_1}^{n_1 i_1} + {}^* \bar{R}_{n_1}^{i_1 n_2} + {}^* \bar{R}_{n_1}^{n_1 i_2}, \quad (28)$$

где ${}^* \bar{R}_{n_1}^{n_1 i_1} = n_{i_1} n_{n_1} m_{n_1} \alpha_{i_1 n_1}^* (\bar{U}_{i_1} - \bar{U}_{n_1})$ соответствует потере и приобретению импульса за счет перезарядочных столкновений между собственными компонентами, ${}^* \bar{R}_{n_1}^{i_1 n_2} = n_{i_1} n_{n_2} m_{n_1} \alpha_{i_1 n_2}^* \bar{U}_{i_1}$ характеризует приобретение импульса за счет появления нейтральных частиц первого сорта вследствие перезарядки ионов первого сорта на нейтральных частицах второго сорта, ${}^* \bar{R}_{n_1}^{n_1 i_2} = -n_{n_1} n_{i_2} m_{n_1} \alpha_{n_1 i_2}^* \bar{U}_{n_1}$ — соответствует потере импульса за счет исчезновения нейтралов первого сорта в результате перезарядки ионов второго сорта на нейтралах первого. Отметим, что в отличие от коэффициента α_{ij} , связанного с диффузионным эффективным сечением упругого рассеяния Q_{ij} , величина α_{ij}^* выражается через полное сечение перезарядки иона на атоме σ_{in}^* , практически одинаковом для различных изотопов.

В общем случае имеют место, как упругие столкновения, так и резонансная перезарядка и сила диффузионного трения, действующая на нейтральные частицы первого сорта, описывается соотношением

$$\bar{R}_{n_1} = {}^e \bar{R}_{n_1} + {}^* \bar{R}_{n_1}. \quad (29)$$

Различие структур выражений (27) и (28) приводит к принципиальному различию в характере разделения изотопов в двух предельных случаях, когда перенос тока осуществляется только ионами другого легкоионизируемого компонента, либо собственными ионами разделяемых изотопов. Так, если при упругих соударениях имеется селективность по массам в передаче импульса, то при рассматриваемых чисто перезарядочных взаимодействиях она отсутствует. В общем случае, когда имеют место оба процесса, такая неселективная перезарядка просто уменьшает величину разделительного эффекта, исключая часть селективных соударений. Приведем без

вывода выражение для коэффициента обогащения в одноэлементной изотопной смеси с учетом как упругого рассеяния, так и резонансной перезарядки:

$$\varepsilon_z \cong \frac{\Delta m}{4m} \frac{(Q_{in} + 3Q_{in}^*)(Q_{in} - Q_{nn})}{(Q_{in} + Q_{in}^*)^2} \ln \frac{p_{nz}}{p_{0z}}, \quad (30)$$

где Q_{in}^* – транспортное сечение при перезарядке, равное двум сечениям перезарядки σ_{in}^* .

2.3. «Изотопный катафорез»

Привлечение только масс-диффузионного механизма не позволяет количественно объяснить экспериментальные данные, изложенные в разделе 2.1. Между тем из экспериментальных данных следует, что в сложных смесях лучше разделяются изотопы легкоионизируемого компонента. Так, например, в смеси криптон-неон (Kr–Ne), в которой сами составляющие являются изотопными смесями, разделяется в основном изотопы криптона Kr. Поскольку ионы трудноионизируемого неона присутствуют в разряде в очень малом количестве, вкладом ионного неоновых ветра в разделение изотопов криптона можно пренебречь. В самом же криптоне ионный криптоновый ветер должен быть существенно уменьшен обратным потоком нейтральных атомов и резонансной перезарядкой. Это натолкнуло на мысль о существовании дополнительного механизма разделения, связанного с различием степеней ионизации изотопов в разряде $\Delta\beta$, который был предложен в [21]. По аналогии с механизмом разделения газовых смесей с различающимися потенциалами ионизации он был назван «изотопным катафорезом».

Катафорезом принято называть процесс разделения газовых смесей в разряде постоянного тока за счет различия степеней ионизации компонентов, обусловленного разницей их потенциалов ионизации. Поскольку потенциалы ионизации изотопов практически одинаковы и их разница не может привести к сколько-нибудь заметному различию степеней ионизации, последнее обстоятельство может быть связано с неодинаковой скоростью потерь тяжелых и легких ионов на стенки разрядной камеры. Дело в том, что в рас-

смаатриваемой длинной газоразрядной трубке наряду с продольной имеет место и радиальная диффузия ионов к стенкам камеры. Причем, если первая происходит непосредственно за счет продольного электрического поля E_z , то вторая связана с радиальным амбиполярным полем E_r , образующимся в плазме вследствие большей радиальной подвижности электронов в первоначальный момент времени. Радиальная установившаяся диффузия ионов происходит вместе с электронной диффузией и связана с рекомбинацией электронов и ионов на стенках разрядной камеры. Ионы и электроны рождаются в объеме за счет ионизации электронным ударом, диффундируют через нейтральный газ и гибнут на стенке (рис. 5). В процессе этой диффузии легкие ионы, испытывая меньшую силу диффузионного трения о нейтральный газ, нежели тяжелые, движутся чуть быстрее, в результате их концентрация в разряде оказывается несколько меньшей, чем концентрация тяжелых ионов. Иными словами, время жизни тяжелых ионов оказывается как бы больше, чем легких. Далее действует обычный при катафорезе механизм: в продольном потоке ионов преобладают тяжелые ионы, которые преимущественно и накапливаются в прикатодной области. Как видно, данный эффект совпадает по знаку с масс-диффузионным, т.е. в катодной зоне скапливается тяжелая составляющая изотопной смеси.

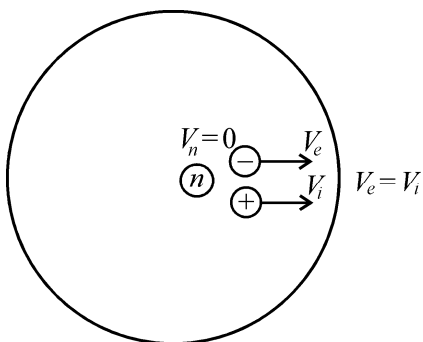


Рис. 5. Амбиполярная радиальная диффузия заряженных частиц

На основании довольно сложного анализа, который здесь приведен не будет, можно показать, что величина относительной раз-

ности степеней ионизации в условиях достаточно плотного газа, когда существенны соударения ионов и нейтральных частиц, равна

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} \cong \frac{\Delta m}{4m} \frac{Q_{in} + 3Q_{in}^*}{(Q_{in} + Q_{in}^*)(1 + \Theta)}, \quad (31)$$

где $\Theta = \frac{3T_i R^2}{2x_R^2 T_e} n^2 Q_{in}^* (Q_{in} + Q_{in}^*)$, $n = n_{n1} + n_{n2}$, n_{n1} и n_{n2} – плотности нейтральных атомов изотопной смеси, R – радиус разрядной камеры, T_i и T_e – ионная и электронная температуры. Если известна величина $\frac{\Delta\beta}{\beta}$, коэффициент обогащения определяется по формуле

$$\varepsilon_z \cong \frac{\Delta\beta}{\beta} \frac{Q_{nn} + Q_{in}^*}{Q_{in} + Q_{in}^*} \ln \frac{p_z}{p_0}, \quad (32)$$

где Q_{nn} – сечения нейтрал-нейтральных соударений.

2.4. Изотопный катафорез в разряде низкого давления

Формула (32) пригодна для расчета коэффициента обогащения в случае изотопного катафореза в режиме относительно высоких давлений, когда средняя длина свободного пробега частиц $\lambda_{i,n}$ значительно меньше диаметра трубки d . Однако в случае разряда низкого давления, когда длина свободного пробега частиц превышает диаметр разрядной камеры и частота столкновений частиц в объеме мала по сравнению с частотой их соударений со стенками, нетрудно из простых и наглядных соображений оценить относительную разницу степеней ионизации компонентов. При этом, как и ранее, разница степеней ионизации изотопов определяется различием скоростей потерь тяжелых и легких ионов. Это различие связано с тем, что частота соударений легких ионов со стенкой, а следовательно, и скорость рекомбинации легких частиц выше, чем тяжелых.

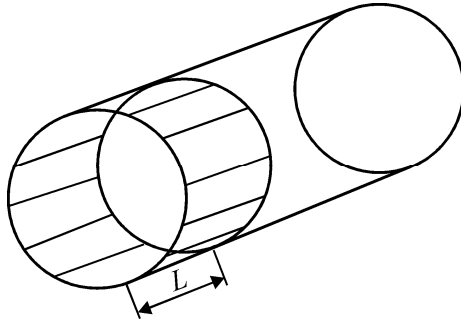


Рис. 6. Схема расчета разницы степеней ионизации в разряде

Для оценки величины $\frac{\Delta\beta}{\beta}$ в одноэлементной бинарной изотопной смеси воспользуемся уравнениями неразрывности ионов каждого сорта. Введем величину Z_e , характеризующую число ионизаций, производимых одним электроном в единицу времени. Полагая в силу сохранения числа частиц скорость рождения ионов в цилиндрическом объеме с длиной L и радиусом R (рис. 6) равной скорости их ухода на стенку и принимая, что все ионы, сталкивающиеся со стенкой, рекомбинируют на ней, имеем для первого и второго компонентов

$$\frac{n_{n_1}}{n_{n_1} + n_{n_2}} \pi R^2 L n_e Z_e = \frac{n_{i_1} \bar{V}_{i_1}}{4} 2\pi R L, \quad (33)$$

$$\frac{n_{n_2}}{n_{n_1} + n_{n_2}} \pi R^2 L n_e Z_e = \frac{n_{i_2} \bar{V}_{i_2}}{4} 2\pi R L, \quad (34)$$

где $V_{i_k} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m_{i_k}}}$ – средняя арифметическая скорость ионов i -го

сорта, n_e – числовая плотность электронов. В левых частях уравнений записано число ионов первого или второго сорта, рождающихся в выделенном цилиндрическом объеме. Справа стоит произведение плотности потока ионов на площадь боковой поверхности. В качестве плотности потока выбрана величина $n_i \bar{V}_i / 4$. Это связа-

но с тем, что если все частицы движутся с одинаковой скоростью V , а плотность частиц равна n , то плотность потока будет равна nV . Для неподвижного в среднем газа в каждом из трех взаимно-перпендикулярных направлений движется $1/3$ часть всех частиц. Следовательно, в одну сторону – половина из этих $1/3$, т.е. $1/6$ часть. Поэтому приближенное значение потока равно $1/6nV$. Точное значение, учитывающее распределение частиц по скоростям, равно $1/4nV$. Из (33) и (34) следует, что

$$\frac{\beta_1}{\beta} = \frac{2Z_e R}{\bar{V}_1}, \quad \frac{\beta_2}{\beta} = \frac{2Z_e R}{\bar{V}_2}, \quad (35)$$

где $\beta_1 = \frac{n_{i_1}}{n_{n_1}}$ и $\beta_2 = \frac{n_{i_2}}{n_{n_2}}$ – степени ионизации изотопов, $\beta = \frac{n_e}{n_{n_1} + n_{n_2}}$ – средняя степень ионизации. Принципиальным является тот факт, что в случае разделения изотопов величины $\frac{\beta_1}{\beta}$ и $\frac{\beta_2}{\beta}$ должны быть близки к единице. Это утверждение на первый взгляд кажется неправомочным, поскольку параметры Z_e , R и \bar{V}_i заданы. Однако следует учитывать, что параметр Z_e не является произвольным и зависит от температуры электронов, которая устанавливается в соответствии с балансом числа частиц в разряде. Используя условие $\Delta m / \bar{m} \ll 1$, получим

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} \cong \frac{\Delta m}{2m}. \quad (36)$$

Зная величину $\frac{\Delta\beta}{\beta}$, можно определить коэффициент обогащения по формуле

$$\varepsilon_z \cong \frac{\Delta\beta}{\beta} \ln \frac{P_{nz}}{P_{n0}}. \quad (37)$$

2.5. ВЧ-системы с бегущим магнитным полем

ВЧ-система с бегущим магнитным полем представляет собой длинную цилиндрическую водоохлаждаемую камеру с разделяемой газовой смесью (рис. 7). Вдоль камеры располагаются катушки со специальным образом сфазированными ВЧ-электрическими токами, создающими так называемое бегущее магнитное поле.

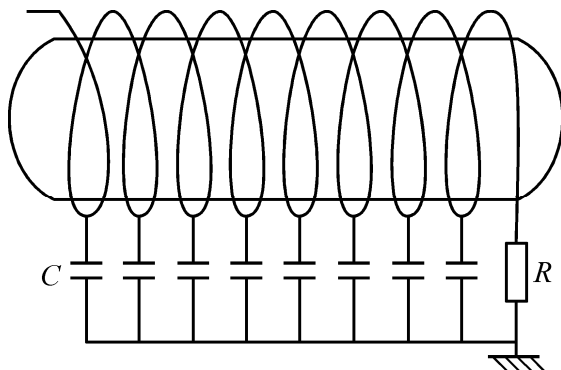


Рис. 7. Принципиальная схема создания бегущего магнитного поля

Отметим, что ВЧ-электромагнитное поле, возбуждаемое этой обмоткой внутри камеры, поджигает разряд и увлекает плазму в продольном направлении. Если бы камера не имела торцов (то есть не являлась тороидальной замкнутой системой), то в стационарном состоянии возник бы гидродинамический поток. Присутствие торцов приводит к возникновению градиента давления. При этом средний расход через поперечное сечение равен нулю. Наглядная иллюстрация действия бегущего магнитного поля сводится к представлению о проводящей среде, помещенной между концами постоянного магнита, движущегося в направлении оси Z со скоростью \vec{V} . Движущееся магнитное поле увлекает плазму в осевом направлении. С физической точки зрения увлечение объясняется тем, что в плазме протекают токи, которые взаимодействуют с внешним магнитным полем постоянного магнита (рис. 8). Возникает объемная электромагнитная сила

$$\vec{F}_z = [\vec{J}\vec{B}], \quad (38)$$

здесь \vec{J} – плотность электрического тока, \vec{B} – магнитная индукция, «толкающая» плазму как целое вдоль оси z . При этом реализуется ситуация аналогична той, которая имеет место в асинхронном двигателе, когда вращающееся магнитное поле статора приводит во вращение проводящий цилиндр ротора. Электромагнитная сила поджимает проводящую среду в продольном направлении, в разряде возникает градиент давления и существенное перераспределение плотности газа. Первоначально такие разряды пытались использовать в Сухумском физико-техническом институте в 60-е годы прошлого века в научной группе Р.А. Демирханова. При этом обогащение смеси тяжелым компонентом имело место в области высокого давления. Величины разделительных эффектов были порядка тех, которые наблюдались в разрядах постоянного тока.

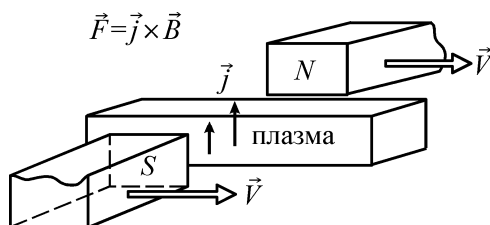


Рис. 8. Механизм увлечения плазмы движущимся магнитным полем

Подробные исследования разделительных характеристик ВЧ-разряда с бегущей магнитной волной были выполнены также в Лаборатории новых методов разделения РНЦ «Курчатовский институт». Здесь же впервые были проведены исследования процесса разделения изотопов в паровой фазе в режиме стационарного функционирования процесса, что важно для практического использования плазменного метода [23]. В экспериментах исследовалось разделение изотопов кадмия. Разрядная камера была собрана из двух коаксиально расположенных кварцевых труб, зазор между которыми заполнялся порошком окиси циркония (рис. 9). Снаружи камера охлаждалась проточной водой. Кадмий испарялся из специальной ампулы с помощью нагревателя. В камеру добавлялся ксенон в качестве небольшой добавки. Пробы брались путем конденсации паров на охлаждаемой торцевой поверхности зонда. Были достигнуты коэффициенты обогащения порядка 4 % на единичную

разницу масс. Эти эксперименты подтвердили принципиальную возможность разделения изотопов в паровой фазе, что принципиально с точки зрения использования плазменных методов обогащения изотопов элементов, не имеющих удобных газообразных соединений.

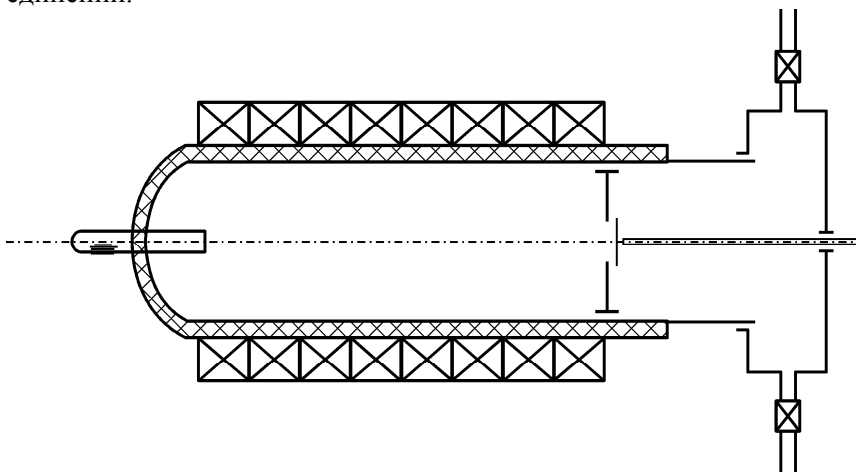


Рис. 9. Схема установки для разделения изотопов кадмия

Отметим, что некоторые из возможных механизмов связаны с рассмотренными выше «ионным ветром» и «изотопным катафорезом», а также термодиффузией для нейтральных частиц.

Контрольные вопросы

1. Дайте определение понятию «плазма».
2. Как в лаборатории создать плотный ионизованный газ?
3. Какие основные физические процессы протекают в разряде постоянного тока?
4. С чем связано различие степеней ионизации в разрядах?

3. ПЛАЗМЕННЫЕ ЦЕНТРИФУГИ

Прежде чем перейти к рассмотрению плазменных центрифуг, остановимся кратко на описании механизма разделения в центробежном поле сил. Как известно, центробежный метод разделения изотопов, основанный на использовании газовой центрифуги, нашел широкое применение в ядерном топливном цикле [24]. Он позволяет с высокой эффективностью разделять изотопы элементов, имеющих газообразные соединения при комнатной температуре. Механизм разделения основан на различии центробежных сил, действующих на молекулы разных масс. Механическая центрифуга представляет собой вращающийся с большой скоростью цилиндр, внутри которого разделяемая газовая смесь имеет азимутальную скорость, примерно пропорциональную радиальной координате рассматриваемого элемента объема. Важнейшей особенностью окружного гидродинамического потока в центрифуге является увеличение действующих на газ центробежных сил от центра к периферии, что способствует устойчивости течения. Другим немаловажным моментом является возможность самокаскадирования в отдельном аппарате, то есть умножения первичного радиального разделительного эффекта по длине аппарата за счет противоточного движения смеси и достижения тем самым большей степени разделения в одном устройстве.

Скорость вращения разделяемой смеси в обычной механической центрифуге ограничена пределом прочности материала ротора. Вблизи периферии ротора окружная скорость газа может достигать 600 м/с и более [25]. В то же время, как показывают оценки, в плазменной центрифуге за счет действующих на газ электромагнитных сил можно достигать значительно больших скоростей вращения смеси при неподвижной боковой поверхности разрядной камеры. При этом, хотя и ухудшаются условия устойчивости гидродинамического потока из-за характерного профиля скорости вращения газа (скорость уменьшается с увеличением радиальной координаты вблизи неподвижной стенки, а такой профиль гидродинамически неустойчив), сохраняются возможности внутреннего каскадирования. Получение в одном аппарате больших коэффици-

ентов разделения в силу значительных первичных центробежных эффектов и возможности умножения радиального обогащения по длине колонны весьма заманчиво именно в плане разделения изотопов элементов, не имеющих удобных газообразных соединений, поскольку имеются известные сложности осуществления в этом случае внешнего каскадирования. Под внешним каскадированием, в отличие от внутреннего каскадирования, связанного с внутренними противоточными продольными течениями в отдельных аппаратах колонного типа, понимается создание многоступенчатых установок (каскадов) из элементов или ступеней, соединенных между собой последовательно и параллельно с организацией межступенчатых потоков. Это обстоятельство стимулировало интерес к разработке плазменных центрифуг.

3.1. Теоретические аспекты плазменного центрифугирования

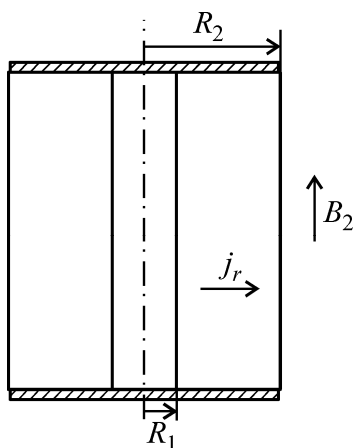


Рис. 10. Схема плазменной центрифуги

Плазменную центрифугу можно представить в виде вакуумной цилиндрической камеры, внешняя боковая поверхность которой является одним из электродов. В центре вдоль оси располагается другой цилиндрический электрод меньшего радиуса (рис. 10). Всю систему помещают во внешнее однородное магнитное поле. Торцы системы выполнены из изоляционного материала. В камеру напускается разделяемая газовая смесь и между электродами загорается электрический разряд. Взаимодействие радиального электрического тока (j_r – плотность тока) с осевым магнитным полем (B_z – магнитная индукция)

приводит к возникновению объемной азимутальной электромагнитной силы $F_\phi = j_\phi B_z$, приводящей плазму во вращение. Центро-

бежный эффект разделения в данном случае аналогичен реализуемому в обычной механической центрифуге. Отметим, что в плазменной центрифуге могут проявляться и другие механизмы разделения, о которых подробнее пойдет речь в дальнейшем.

Из условия равновесия центробежной силы и градиента давления во вращающейся системе координат имеем

$$0 = \rho \frac{V_\phi^2}{r} - \frac{dp}{dr}, \quad (39)$$

где ρ – плотность смеси, V_ϕ – окружная компонента скорости. При этом предполагается, что все величины не зависят от осевой координаты z и отсутствуют радиальные перетечки. Распределение давления смеси по радиусу в этом случае можно представить в виде

$$p(r) = p(R_1) \exp \left(\int_{R_1}^r \frac{\bar{\mu} V_\phi^2}{\mathfrak{R} T r} dr \right), \quad (40)$$

где R_1 – радиус внутреннего электрода, $\mathfrak{R} = kN_A$ – универсальная газовая постоянная, N_A – число Авогадро, T – температура смеси, $\bar{\mu}$ – средняя молекулярная масса разделяемой смеси. Для каждой из компонент смеси в равновесном состоянии можно записать аналогичное (40) соотношение со своей молекулярной массой μ_i . Учитывая, что для бинарной смеси идеальных газов парциальные давления компонентов равны $p_1 = n_1 kT$ и $p_2 = n_2 kT$, получим для коэффициента разделения при любом центрифугировании (в том числе и для обычной механической газовой центрифуги)

$$\alpha = \frac{\frac{C(R_2)}{1 - C(R_2)}}{\frac{C(R_1)}{1 - C(R_1)}} = \exp \left(\int_{R_1}^{R_2} \frac{\Delta \mu V_\phi^2}{\mathfrak{R} T r} dr \right), \quad (41)$$

где $\Delta \mu = \mu_1 - \mu_2$ – разность молекулярных масс разделяемых компонент, R_2 – внутренний радиус внешнего электрода. В силу эффекта прилипания газа на твердых поверхностях профили окруж-

ной скорости в механической и плазменной центрифугах различны (рис.11). Полагая для газовой центрифуги $R_1 = 0$, $R_2 = R$, $V_\varphi = \omega r$, $T = \text{const}$, получим

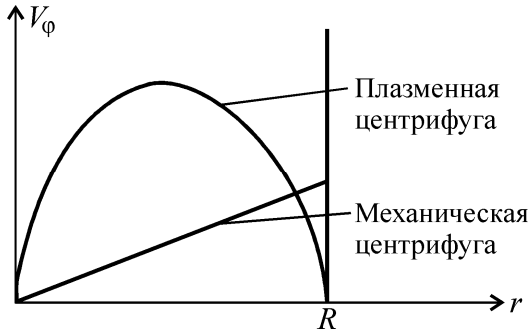


Рис. 11. Профили окружной компоненты скорости смеси в механической и плазменной центрифугах

$$\alpha = \exp\left(\frac{\Delta\mu\omega^2 R^2}{2\mathfrak{R}T}\right), \quad (42)$$

где R — внутренний радиус ротора. Если в качестве первого приближения принять для плазменной центрифуги $R_1 \ll R_2 = R$,

$T \cong \text{const}$ и $V_\varphi = \omega_1 r \left(1 - \frac{r}{R}\right)$, имеем

$$\alpha = \exp\left(\Delta\mu\omega_1^2 R^2 / 12\mathfrak{R}T\right),$$

где ω_1 — постоянная, зависящая в основном от степени силового азимутального воздействия на плазму со стороны электромагнитных сил. Первичный эффект, величина которого невелика, может быть многократно увеличен в осевом направлении за счет внутреннего каскадирования. Обычно в этом случае используют аппараты колонного типа, длина которых значительно превышает их радиальные размеры. При этом первичный радиальный эффект можно умножить по длине устройства за счет внутреннего противотока, если подобрать соответствующий оптимальный циркуляционный поток, зависящий от плотности смеси и характерных размеров ко-

лонны. В этом случае осуществляется эффективный перенос компонент в продольном направлении и возникает продольный градиент концентрации, значительно превышающий первичный (радиальный) эффект. Циркуляция, «умножает» радиальный эффект в осевом направлении, способствуя облегчению реализации процесса отбора, поскольку в системе с только радиальным изменением концентрации трудно осуществить отдельный отбор обедненной и обогащенной фракций. В механической газовой центрифуге возбуждение циркуляции может быть реализовано двумя способами: за счет градиентов температуры по высоте ротора (тепловой способ) или вследствие торможения вращающегося потока с помощью неподвижной отборной трубки (механический способ) [26]. На рис. 12 показана схема возбуждения противотока с помощью подтормаживающего диска, моделирующего действие неподвижной отборной трубки. При этом линии тока циркуляции в случае тормозящего действия диска имеют форму замкнутой петли, а газ, в силу разбаланса центробежной силы и градиента давления в пограничном слое на тормозящем диске, движется от периферии к оси. В результате тяжелый компонент разделяемой смеси скапливается в верхней части колонны, а легкий – в нижней. Такой циркуляцией сравнительно легко управлять, путем изменения тормозящего действия подтормаживающего устройства.

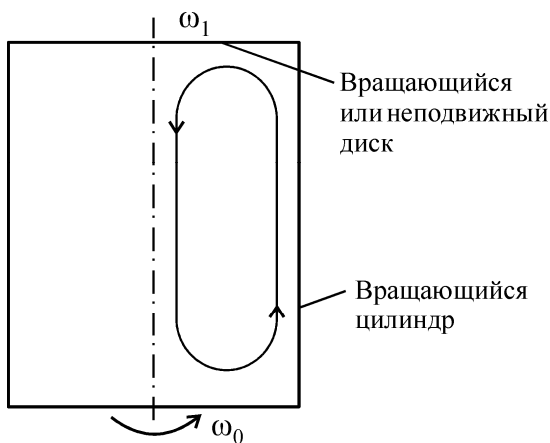


Рис. 12. Схема механической циркуляции в газовой центрифуге

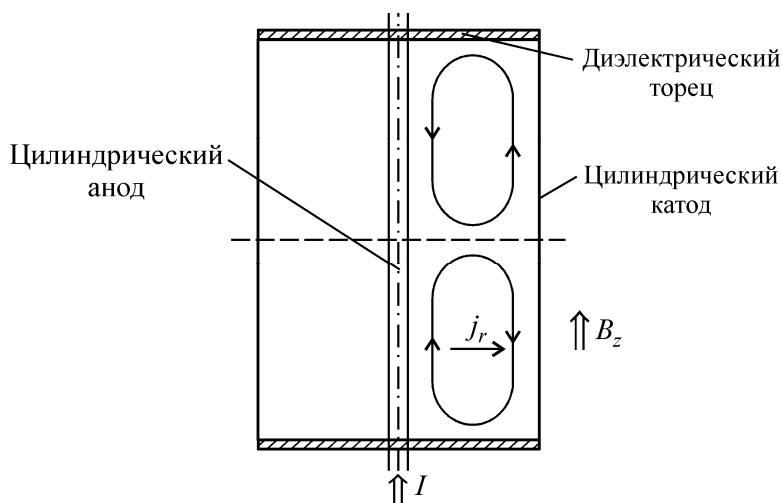


Рис. 13. Схема циркуляции в плазменной центрифуге

В плазменной центрифуге ситуация с циркуляционным течением более сложная. Два неподвижных диэлектрических торца оказывают сильное тормозящее влияние на вращающийся поток в силу вязкого прилипания газа на твердой поверхности (рис. 13). Разбаланс центробежной силы и градиента давления в пограничных слоях вблизи торцов вызывает направленное к оси течение среды. Это приводит к возбуждению двух симметричных относительно среднего сечения камеры замкнутых вихрей с противоположными направлениями потока газа. Поэтому тяжелый компонент смеси поднимается вверх у боковой поверхности верхней половины камеры и опускается вниз в нижней ее части. В результате тяжелый изотоп концентрируется в верхней и нижней частях аппарата. Естественно, что легкая составляющая смеси при этом скапливается в среднем сечении колонны. Вследствие этого, управлять продольным переносом в плазменной центрифуге без внесения в конструкцию принципиальных изменений можно только за счет варьирования плотности среды, что может приводить к гашению разряда. Кроме того, на циркуляционные потоки в плазменной центрифуге могут оказывать влияние также ряд других факторов: а) из-за охлаждения плазмы у торцов эффект центробежного отбрасывания газа увеличивается, что уменьшает циркуляцию; б) при подаче пи-

тания на электроды в подводящих шинах и самих электродах протекают токи, создающие магнитные поля. Взаимодействие этих магнитных полей с токами в плазме вызывает электромагнитные силы, которые также могут увеличивать или уменьшать циркуляционные потоки. Так, например, в схеме, приведенной на рис. 13, вторичные магнитные поля приблизительно азимутальные и неоднородные в радиальном направлении. Взаимодействие радиального электрического тока (j_r) с азимутальной компонентой магнитного поля (B_φ) приводит к возбуждению электромагнитной силы $F_z(r)$, неоднородность которой вызывает циркуляцию или оказывает влияние на существующий вследствие других причин циркуляционный поток.

Отметим, что для эффективной работы плазменной центрифуги плотность радиального тока и напряженность продольного магнитного поля должны быть однородны в осевом направлении. Наличие неоднородности «раскручивающей» плазму электромагнитной силы будет приводить к возникновению интенсивных циркуляционных движений смеси и уменьшению ее скорости вращения.

Для того чтобы оценить сверху скорость вращения смеси в плазменной центрифуге можно воспользоваться приближением сплошной среды. Из баланса вязких и электромагнитных сил в пренебрежении влиянием торцов и вторичных циркуляционных течений (в этом случае можно считать радиальную скорость плазмы равной нулю и пренебрегать нелинейными инерционными членами [27, 28]) в плоском случае ($R_2 - R_1 \ll \bar{R}$) имеем

$$\eta \frac{d^2 V_\varphi}{dx^2} = j_r B_z, \quad (43)$$

где η – динамическая вязкость среды, а координата x отсчитывается от внутреннего электрода. Здесь член слева определяет силу вязкости, а справа – электромагнитную силу. Интегрируя (43) в предположении постоянства вязкости и используя условия прилипания проводящей среды на боковых поверхностях электродов

$$V_\varphi(0) = 0, \quad V_\varphi(h = R_2 - R_1) = 0, \quad (44)$$

получим

$$V_{\varphi} = \frac{j_r B_z}{2\eta} x(h-x). \quad (45)$$

Полагая, например, $j_r = 10^{-1}$ А/см², $B_z = 1,0$ Т, $\eta = 10^{-4}$ кг/мс, $h = 0,1$ м, $x_{\max} = h/2$, получим $V_{\varphi \max} \cong 10^4$ м/с.

На первый взгляд может показаться, что если отношение длины камеры L к ширине межэлектродного промежутка h будет порядка 10, то можно вполне пренебречь влиянием торцов и считать оцененную выше величину близкой к реальной. Однако данное рассуждение оказалось не соответствующим действительности [27]. При больших скоростях вращения среды на торцах образуются тонкие пограничные слои, вклад которых в торможение потока даже при сравнительно больших величинах L/h значителен. В этом случае необходимо решать полную систему уравнений гидродинамики. Оценки показывают, что учет нелинейных инерционных членов приводит к уменьшению скорости вращения среды.

3.2. Экспериментальные исследования разделения изотопов в плазменных центрифугах

Первые эксперименты по разделению изотопных смесей во вращающейся плазме были выполнены в конце 60-х и начале 70-х годов прошлого века на установках, работающих в импульсном режиме. Импульсный режим позволял обеспечить значительный энерговклад в плазму и снизить требования к термостойкости материалов конструкции. Для пробоя, поддержания разрядного тока и магнитного поля использовалась энергия заряженных конденсаторных батарей. Длительность разрядов составляла от долей до нескольких десятков миллисекунд. Эксперименты проводились на водороде, инертных газах и смесях на основе этих газов с природным содержанием изотопов или специально приготовленным составом. Основная трудность изучения разделительных свойств импульсных центрифуг была связана с короткими временами процесса разделения. Поэтому были разработаны специальные пробоотборники с быстроедействием порядка десятых долей миллисекунды,

которые позволяли отбирать малые количества газа в нужной точке и в заданный момент времени. Наиболее детальные исследования процессов разделения в импульсных плазменных центрифугах были выполнены в Швеции [14] и СССР [29]. В работах, проводившихся в РИЦ «Курчатовский институт», экспериментально исследовалось разделение газовых смесей (Xe–He, Xe–Ne, H₂–He) и изотопов ксенона в разряде со скрещенными радиальным электрическим и осевым магнитным полями. Заземленная металлическая разрядная камера (рис. 14) диаметром 25 см и длиной 40 см имела по торцам изоляторы, через которые внутрь вдоль оси вводился электрод диаметром 4 см, служивший анодом. Ток, ответственный за вращение плазмы, возбуждался с помощью разряда конденсаторной батареи (3900 мкФ, 3 кВ), имел длительность около 4,5 мс

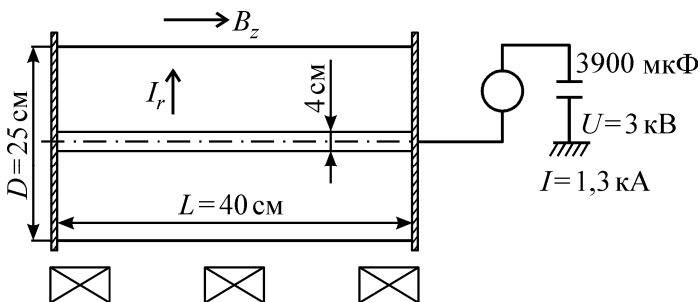


Рис. 14. Схема импульсной плазменной центрифуги

и амплитуду порядка $1,3 \text{ кА}$. Напряженность продольного магнитного поля составляла $1,6 \text{ кЭ}$. Скорость вращения плазмы оценивалась по доплеровскому смещению спектральных линий HeI, NeII и XeII и составляла на радиусе $r = 6 \text{ см}$ $V_\phi \approx 10^5 \text{ м/с}$. Отбор газовых проб для последующего масс-спектрометрического анализа производился в момент максимума тока с помощью быстродействующего отборника, который позволял открывать щель $1,5 \cdot 10 \text{ мм}^2$ на время порядка 150 мкс . Оцененное по количеству отбираемого газа отношение давления на периферии к давлению на оси камеры увеличивалось с ростом молекулярной массы смеси, что находилось в согласии с центробежным характером процесса. Отношение давления газа в периферийной области вращающегося потока к

давлению в приосевой зоне менялось от 3 для гелия, до 400 для Хе. Радиальный коэффициент разделения для газовых смесей Не–Хе, Не–Хе достигал 300, а коэффициент обогащения для изотопной смеси ^{129}Xe – ^{136}Xe составлял 20 %. Разделительный эффект для изотопов Хе возрастал в несколько раз при добавлении легких газов Не и Не. Наиболее интересные результаты были получены в изотопных смесях гелия и неона при разбавлении их водородом [30]. Радиальный перепад парциального давления Не составлял тысячи, а коэффициент разделения изотопной смеси ^{20}Ne – ^{22}Ne превышал 1,44. Это могло быть связано с уменьшением температуры разделяемой смеси из-за высокой теплопроводности легких компонентов, а также с уменьшением вязкого тепловыделения в газе носителе.

3.3. Методика расчета диффузионных разделительных процессов в газовых смесях

В разделе 1 были введены характеристики разделения: коэффициент разделения (α) и обогащения (ϵ). Были выполнены оценки этих величин в случае различного рода силовых полей. Следует подчеркнуть, что эти оценки касались только равновесных величин, которые реализуются в стационарном режиме в отсутствие отбора. Реально всякий разделительный аппарат функционирует таким образом, что в него поступает поток G разделяемой смеси с исходным составом C_0 , а выходят потоки отбора P и отвала W с концентрациями C_P и C_W соответственно (рис. 15). В режиме с отбором коэффициенты разделения уменьшаются по сравнению со своими равновесными значениями, поскольку в этом случае падает градиент концентрации. Чем выше скорость отбора, тем существеннее уменьшение разделительного эффекта. Отсюда ясно, что сам по себе достигаемый в элементарном процессе коэффициент разделения еще не определяет эффективности данного метода. С другой стороны, можно показать, что чем быстрее происходит разделение, тем меньше падение градиента концентрации (эффекта разделения) при заданной величине отбора и тем эффективнее функционирует устройство. Для количественного определения

скорости протекания разделительного процесса обычно вводится понятие плотности потока целевого изотопа j_1 в направлении разделительного эффекта (например, координаты z), отсчитываемого от средней молярной скорости \bar{V} :

$$\bar{V} = \frac{n_1 V_1 + n_2 V_2}{n_1 + n_2}, \quad j_1 = n_1 (V_1 - \bar{V}), \quad (46)$$

где V_1 и V_2 – средние гидродинамические скорости молекул в лабораторной системе координат. Используя (46), выразим поток через разницу скоростей

$$j_1 = \frac{n_1 n_2}{(n_1 + n_2)} (V_1 - V_2). \quad (47)$$

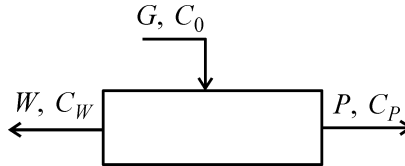


Рис. 15. Схема разделительного элемента

Запишем силы, действующие на единицы объема компонентов смеси при наличии взаимного диффузионного трения между компонентами в направлении оси z

$$\frac{\partial p_1}{\partial z} + n_1 f_1 = n_1 n_2 \alpha_{12} (V_1 - V_2), \quad (48)$$

$$\frac{\partial p_2}{\partial z} + n_2 f_2 = n_1 n_2 \alpha_{12} (V_2 - V_1), \quad (49)$$

где f_1 и f_2 – внешние силы, действующие на частицы обоих сортов.

Под внешними понимают силы любого происхождения, ответственные за возникновение в разделяемой смеси градиента давления. Строго говоря, в это понятие включают все силы, за исключением сил взаимного трения между разделяемыми компонентами смеси, которые являются «внутренними» для данной смеси и не могут являться причиной возникновения полного градиента давления смеси. Складывая уравнения (48) и (49), получим

$$\frac{\partial p}{\partial z} = n_1 f_1 + n_2 f_2, \quad (50)$$

где $p = p_1 + p_2$ – полное давление смеси. Таким образом, исключив внутренние силы, мы видим, что именно силы f_1 и f_2 являются ответственными за градиент давления смеси. Внешними силами, в частности, являются: а) внешние силы, обусловленные различного рода силовыми полями (поля тяготения, электрические и электромагнитные поля); б) силы инерции (центробежные или другие силы, возникающие в неинерциальных системах отсчета); в) силы вязкости. К разряду внешних относятся также силы диффузионного трения, развивающиеся при относительном движении разделяемых и какого-либо дополнительного компонента смеси и обусловленные передачей импульса при соударениях частиц. Такие силы возникают при масс-диффузионном разделении или при действии «ионного ветра» в дуговых разрядах постоянного тока или ВЧ-системах с бегущим магнитным полем. В плазменной центрифуге, как оказалось, действуют кроме центробежных силы, связанные с различными силовыми полями. Эти силы удобнее подразделить на связанные с градиентом давления и вызываемые градиентами температуры. Здесь будут рассматриваться только разделительные системы со слабоионизованной плазмой, в которых преобладают нейтральные частицы.

Сначала рассмотрим так называемый термодиффузионный механизм, вызванный наличием радиального градиента температуры в нейтральном компоненте плазмы. Очевидно, что такие градиенты температуры возникают вследствие неравномерности джоулева и вязкого тепловыделения, а также необходимости охлаждения элементов разрядной камеры. Суть явления термодиффузии заключается в том, что при наличии градиента температуры в смеси возникает взаимная диффузия, приводящая к разделению компонентов. Взаимная диффузия вызывается нарушением равновесия в системе в силу различия так называемых термосил, действующих на различные компоненты смеси. Эффективность термодиффузии зависит от характера взаимодействия молекул смеси при соударениях. Расчет показывает, что если молекулы при соударениях взаимодействуют с силой, обратно пропорциональной пятой степени рас-

стояния между центрами частиц ($F \approx 1/r^5$), то термодиффузия отсутствует. Но поскольку молекул с точно такими характеристиками в природе не существует, термодиффузия является неотъемлемым свойством природы. В случае более быстрого, чем $1/r^5$ закона изменения силы с расстоянием тяжелые молекулы изотопной смеси концентрируются в холодной области, в случае менее быстрого - в горячей. Как правило, термодиффузия для нейтральных частиц приводит к концентрации тяжелых изотопов в холодной области. Поэтому в силу того, что плазма вблизи внешнего цилиндрического электрода холоднее, чем у внутреннего, элементарные радиальные центробежный и термодиффузионный эффекты складываются, увеличивая общий коэффициент разделения.

Для расчета чисто термодиффузионного потока целевого компонента удобно решение системы (48)–(49) представить в виде

$$j_1 = -\frac{p}{(n_1 + n_2)\alpha_{12}} \left[\frac{dC}{dz} - \frac{f_1^* - f_2^*}{kT} C(1 - C) \right], \quad (51)$$

где f_1^* и f_2^* – соответствующие термосилы, рассчитанные на одну частицу. Если принять, что величины термосил пропорциональны градиенту температуры

$$f_1^* = a_1 \frac{dT}{dz}, \quad f_2^* = a_2 \frac{dT}{dz} \quad (52)$$

и ввести термодиффузионную постоянную $\alpha_T = \frac{(a_1 - a_2)}{k}$, получим

$$j_1 = -\frac{p}{(n_1 + n_2)\alpha_{12}} \left[\frac{dC}{dz} - \frac{\alpha_T}{T} \frac{dT}{dz} C(1 - C) \right]. \quad (53)$$

Выражение (53) позволяет определить не только равновесный коэффициент разделения, используя условие $j_1 = 0$, но и вычислить поток ценного изотопа в непрерывно функционирующем разделительном элементе.

Помимо термодиффузионного эффекта разделения в плазменной центрифуге со слабой ионизацией среды в качестве дополнительного может также реализовываться рассмотренный ранее применительно к системам с бегущим магнитным полем и разряду по-

стоянного тока «ионный ветер». Данный эффект как и центробежный всегда сопровождается возникновением в разделяемой смеси градиента давления. Поэтому в условиях плазменной центрифуги радиальный градиент давления обусловлен наряду с центробежной силой и силой трения в потоке ионов. Поскольку, как было показано ранее, масс-диффузионные эффекты сильно зависят от массы частиц «пара», движущихся через нейтральные составляющие смеси, то влиянием электронов можно пренебречь. Поэтому при положительной полярности приложенного к разряду напряжения (внутренний электрод – анод) эффект разделения, обусловленный различием сил диффузионного трения, действующих на нейтральные изотопные компоненты смеси со стороны потока ионов, будет складываться с центробежным. При противоположной полярности напряжения эффекты будут действовать навстречу друг другу.

Для расчета потока ценного компонента при наличии градиента давления удобно представить выражение для потока, полученного из уравнений (48), (49), в следующей форме

$$j_1 = -\frac{p}{(n_1 + n_2)\alpha_{12}} \left[\frac{dC}{dz} - \frac{(f_1 - f_2)}{(f_1 C + f_2(1 - C))} \frac{1}{p} \frac{dp}{dz} C(1 - C) \right]. \quad (54)$$

Отметим, что обычно диффузионные разделительные процессы в бинарных изотопных смесях при наличии градиента давления рассматриваются на основе представлений о явлении бародиффузии. Под бародиффузией понимают «протекающий под действием градиента давления процесс, интенсивность которого описывается вторым членом в правой части выражения для диффузионного потока целевого компонента бинарной газовой смеси в проекции на направление действующих внешних сил» [31]:

$$j_1 = -\frac{p}{(n_1 + n_2)a_{12}} \times \left[\frac{\partial c}{\partial z} - \alpha_p \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial z} C(1 - C) + \frac{m_1 m_2 (n_1 + n_2) C(1 - C)(F_1 - F_2)}{[m_1 C + m_2(1 - C)] p} \right], \quad (55)$$

где F_1 и F_2 – ускорения, сообщаемые молекулам внешними силами, α_p – бародиффузионная постоянная, описываемая зависимостью

$$\alpha_p = \frac{m_1 - m_2}{(m_1 C + m_2(1 - C))}. \quad (56)$$

Между тем, как было указано в разделе 1, причиной взаимной диффузии может быть только отсутствие равновесия в системе, что прямо никак не связано с наличием или отсутствием градиента давления. Соотношение (55) удобно для расчета диффузионного потока в случае чисто массовых силовых полей, так как при этом, в силу условия $F_1 = F_2$, второй член в правой части (55) обращается в нуль. В случае же другой зависимости сил от массы следует учитывать оба слагаемых, и интенсивность диффузионного процесса уже не определяется величиной α_p . Отмеченное обстоятельство указывает на возможность обобщения понятия бародиффузии на случай любого силового поля, понимая под ней реальный диффузионный процесс, протекающий при наличии градиента давления. Действительно, выражение (55) можно представить в виде, который будет совпадать с соотношением (54)

$$j_1 = -\frac{p}{(n_1 + n_2)a_{12}} \left[\frac{\partial C}{\partial z} - \alpha_f \frac{1}{p} \frac{\partial p}{\partial z} C(1 - C) \right], \quad (57)$$

если ввести силовую бародиффузионную постоянную α_f , описываемую выражением

$$\alpha_f = \frac{f_1 - f_2}{f_1 C + f_2(1 - C)}. \quad (58)$$

Контрольные вопросы

1. В чем заключается механизм разделения изотопов в плазменной центрифуге?
2. Каковы возможные причины возникновения вторичных циркуляционных течений в плазменных центрифугах?
3. Чем отличаются конфигурации циркуляционных потоков в механической и плазменной центрифугах?
4. Чем отличается бародиффузия от обычной диффузии?

4. РАЗДЕЛЕНИЕ ИЗОТОПОВ В ПЛАЗМЕ С ПОМОЩЬЮ ИОННОГО ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА

В основе метода разделения изотопов с помощью ионного циклотронного резонанса (ИЦР) лежит селективный нагрев ионов целевого компонента с последующим его выделением из потока плазмы. Допустим, что плазма состоит из ионов двух сортов (двух различных масс m_1 и m_2), на которые действует постоянное магнитное поле B_z и поперечное ему переменное электрическое поле E_y , частота которого совпадает с циклотронной частотой ионов одного из сортов, например, ионов с массой m_1 (рис. 16).

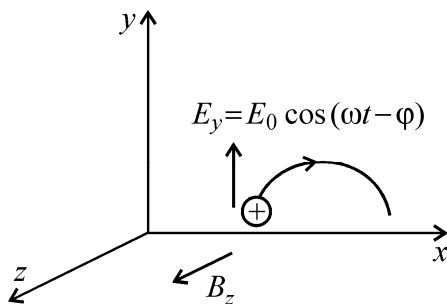


Рис. 16. Схема ускорения иона в методе ИЦР

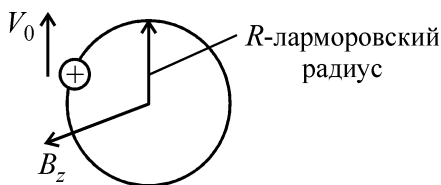


Рис. 17. Ларморовское вращение иона в отсутствие ускоряющего электрического поля

Напомним, что в отсутствие электрического поля ион с массой m_1 , зарядом q_1 и начальной скоростью V_0 , лежащей в плоскости, перпендикулярной к магнитному полю, движется по окружности с

круговой частотой $\omega_{C1} = \frac{q_1 B_z}{m_1}$, которая и называется циклотронной или ларморовской (рис.17). Отметим, что она не зависит от начальной скорости иона V_0 . Радиус ларморовской окружности, однако, зависит от V_0 и определяется выражением $R_{L1} = \frac{m_1 V_0}{q_1 B_z}$. При включении переменного электрического поля, изменяющегося по гармоническому закону с частотой ω_{C1} , в начальной точке (рис.18) ион ускоряется электрическим полем, что способствует увеличению радиуса кривизны траектории. В точке 1 частица не получает энергии от электрического поля. Однако когда частица в своем ларморовском вращении повернется на угол 180° и будет находиться в точке 2, вектор ее скорости по-прежнему будет совпадать по направлению с внешним электрическим полем, которое дополнительно увеличит кинетическую энергию частицы.

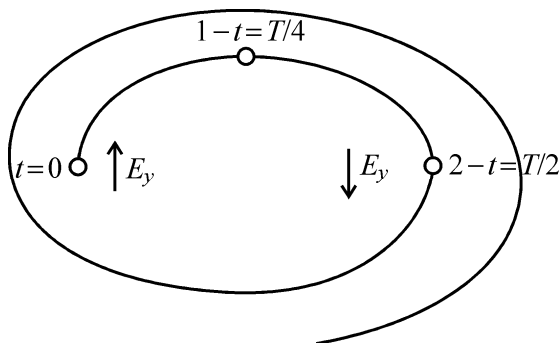


Рис. 18. Траектория движения иона в условиях ионного циклотронного резонанса

После того как вектор скорости частицы повернется еще на 180° , электрическое поле опять «подтолкнет» ион, способствуя увеличению модуля скорости частицы. Одновременно будет увеличиваться ларморовский радиус иона и последний будет двигаться по раскручивающейся спирали. Что касается иона второго сорта, ларморовская частота которого не совпадает с частотой внешнего поля, резонанс отсутствует.

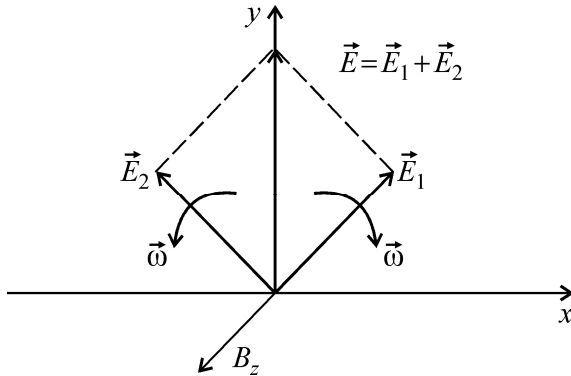


Рис. 19. Представление плоскополяризованного поля суммой двух вращающихся компонент

Как известно, всякое плоскополяризованное колебание, характеризуемое лежащим в одной плоскости вектором с изменяющейся по гармоническому закону абсолютной величиной, может быть представлено суммой двух векторов, вращающихся с постоянной угловой скоростью в двух противоположных направлениях, например по и против часовой стрелки (рис. 19). Правополяризованная компонента, т.е. вектор, вращающийся по часовой стрелке если смотреть из конца вектора B_z , ускоряет ионы. Левополяризованную компоненту можно не учитывать, так как в резонансных условиях она слабо взаимодействует с ионами. На электроны плазмы она также практически не оказывает влияния, вследствие того, что циклотронная частота для электронов значительно превышает ионно-циклотронную частоту. В дальнейших оценках в целях упрощения анализа будем считать, что нагревающее электрическое поле поляризовано по кругу и ускоряет ионы. Очевидно, что в случае равенства круговой частоты вращения вектора поля и циклотронной частоты иона в системе координат, движущейся вместе с ионом, действует постоянное электрическое поле E . Энергия нагреваемого иона, который первоначально имел скорость $V = 0$, а затем находился в резонансе время t , равна

$$E_K = \frac{q_1^2 E^2 t^2}{2m_1}. \quad (59)$$

Если ион с массой $m_1 = 100 \cdot 1,67 \cdot 10^{-27}$ кг пролетает через зону нагрева длиной $L = 1$ м имея продольную скорость $V_{ii} = 10^3$ м/с ($t = 10^{-3}$ с) при модуле вектора нагревающего электрического поля $E = 10$ В/м, то его энергия будет равна $E_K = 48$ эВ. В постоянном магнитном поле с индукцией $B_z = 1$ Тл ларморовский радиус такого иона составит

$$R_{L1} = \frac{m_1 V}{q_1 B} = \frac{m_1 q_1 E t}{q_1 B m_1} = \frac{E}{B} t = 10^{-2} \text{ м}.$$

Отметим, что ларморовский радиус ненагретого нецелевого изотопа R_{L2} при обычных условиях значительно меньше величины R_{L1} . Это позволяет осуществить разделение изотопных ионов на основе очень простой и надежной схемы. Если в качестве коллектора ионов использовать систему из параллельных потоку плазмы и магнитному полю металлических пластин, расположенных на одинаковом расстоянии d друг от друга, то при прохождении потока плазмы через коллектор более эффективно им будут задерживаться, оседая на пластинах, имеющие больший ларморовский радиус нагретые ионы. Траектория ионов представляет собой спираль как бы навитую на линию движения ларморовского центра. На рис. 20 в упрощенном виде, показана схема действия такого коллектора. При расстоянии $d \approx 2R_{L1}$ основная часть нагретых ионов

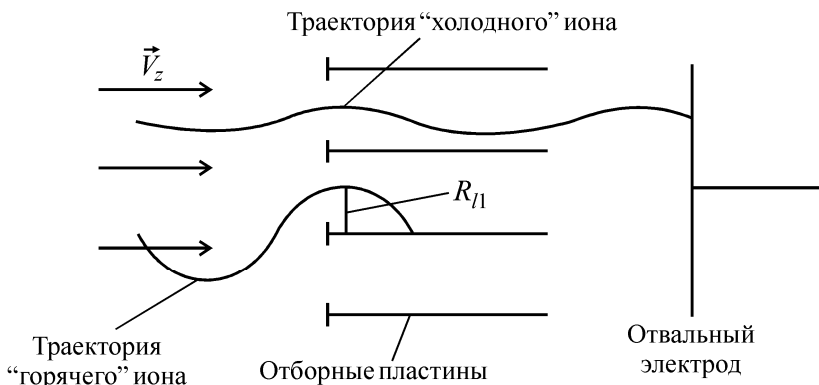


Рис. 20. Схема отбора «горячего» компонента

выделится на параллельных пластинах коллектора, а большая часть холодных, минуя отборник, «осядет» на отвальном, поперечном к потоку электроде. Более подробная принципиальная схема обычно используемой ИЦР-установки показана на рис. 21.

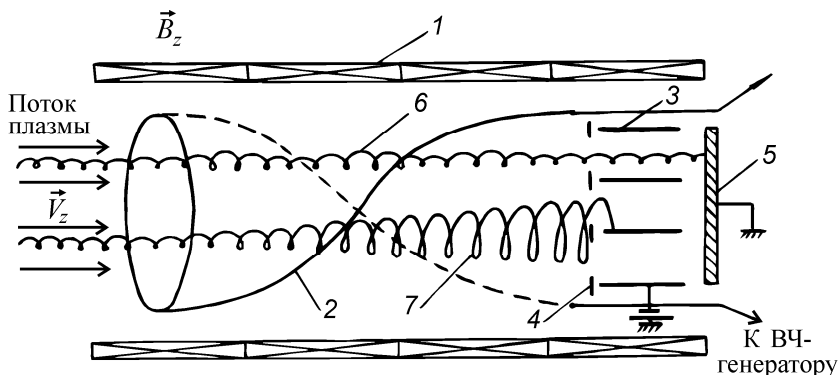


Рис. 21. Принципиальная схема ИЦР-установки для разделения изотопов

Стационарный плазменный поток направляется в область однородного магнитного поля, создаваемого соленоидом (1), где расположена ВЧ-антенна (2) нагревающего поля. За зоной нагрева помещена система сбора продукта, представляющая собой эквидистантно расположенные параллельные пластины (3) для отбора нагретых ионов (7), защищенные экранами (4), и поперечную к потоку пластину (5) для осаждения «холодной» составляющей (6). Можно показать, что максимальное значение коэффициента разделения при использовании коллектора из плоскопараллельных пластин равно

$$\alpha = \frac{R_{L1}}{R_{L2}}. \quad (60)$$

Для увеличения степени разделения на отборные пластины может подаваться положительный отталкивающий холодные ионы потенциал U , способствующий увеличению степени разделения изотопной смеси. На рис. 22. приведен элемент схемы отборника нагретой фракции, на котором показан передний экран, защищающий пластину коллектора от потока электронов, а также нецелевых

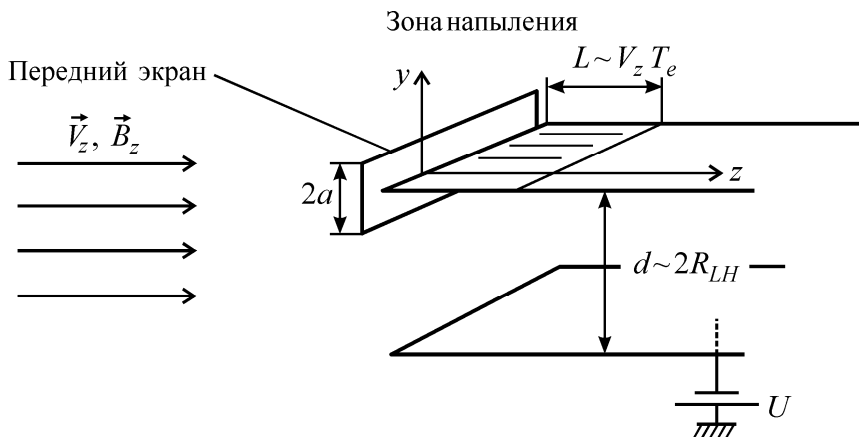


Рис. 22. Элемент отборника нагретых ионов

ионов. Здесь же показана зона напыления продукта, продольный размер которой пропорционален средней скорости ионов в потоке и периоду ларморовского вращения ионов.

Одна из трудностей осуществления селективного нагрева ионов связана с неполным проникновением ВЧ-электрического поля в плазму. Хорошо известно, что электрические поля плохо проникают в проводящую среду. Наглядный пример «непроникновения» – обычное скинирование высокочастотного поля в проводнике кругового сечения. Здесь затухание поля обусловлено наведением в проводящей среде вихревых электрических полей, направление которых в сердцевине проводника противоположно первоначальному переменному полю, вызывающему ток. В случае постоянного поля «непроникновение» связано с тем, что как только поле начинает действовать в плазме на подвижные носители зарядов, происходит смещение последних и образуются (вследствие разделения зарядов) внутренние электрические поля, которые компенсируют поля внешних источников. Рис. 23 поясняет этот эффект в простейшем случае отсутствия магнитного поля. Для схемы ИЦР-нагрева при наличии продольного магнитного поля эту ситуацию проиллюстрировать сложнее.

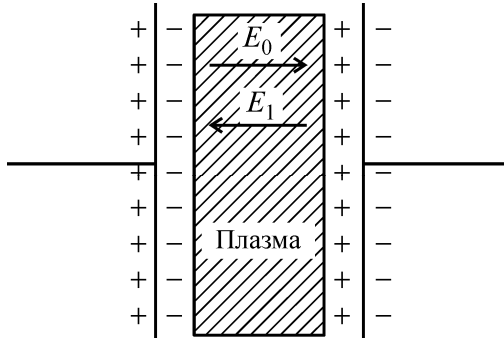


Рис. 23. Иллюстрация к эффекту «непроникновения» постоянного электрического поля

Одной из главных причин неполного проникновения электрического поля заключается в том, что «разогретые» азимутальным ВЧ-полем ионы (рис. 24), имея большой ларморовский радиус, стремятся выйти за пределы электронного остова плазмы, «привязанного» в силу сильной замагниченности к силовым линиям основного магнитного поля. Возникающее при этом разделение зарядов приводит к возбуждению внутренних переменных электрических полей E_1 , фаза которых сдвинута на 90° по отношению к фазе

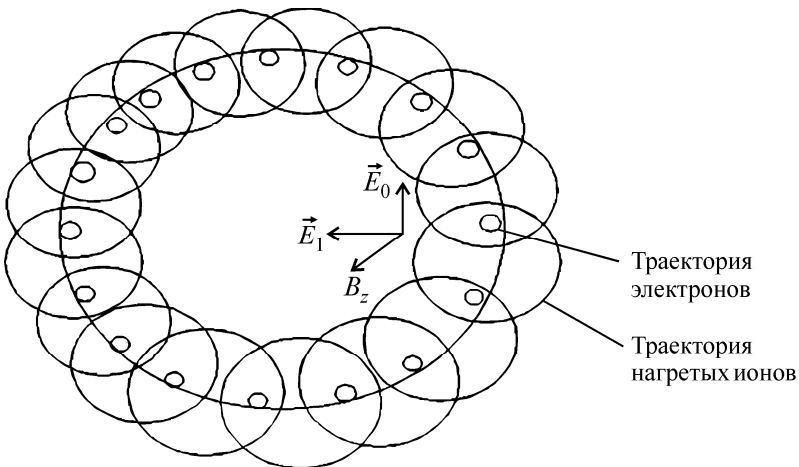


Рис. 24. Эффект «непроникновения» нагревающего электрического поля в замагниченный плазменный столб

внешнего поля E_0 . Радиальное плазменное поле будет тормозить ионы и, если его амплитуда будет близка к амплитуде поля E_0 , нагрев полностью прекратится. Этот результат можно интерпретировать следующим образом. При сложении двух взаимно перпендикулярных колебаний одинаковой амплитуды, сдвинутых по фазе относительно друг друга на 90° , имеем вращающийся вектор. Оказывается, что он вращается в сторону, противоположную ларморовскому вращению иона в магнитном поле, вследствие чего резонанс отсутствует. Другая причина вытеснения поля связана с возбуждением вихревых электрических полей.

Предложение использовать ионный циклотронный резонанс в плазме для разделения впервые было сделано в 1975 г. [15]. В работе [16] была показана принципиальная возможность разделения изотопов калия методом ИЦР. Наибольшее развитие метод ИЦР получил в США [32]. Там в 80-е годы прошлого века были созданы крупные магнитные системы, в частности соленоид с «теплым» отверстием диаметром 1 м. Разработана оригинальная конструкция источника плазмы, способного создавать потоки ионизованных паров металлов (в том числе и тугоплавких) по площади сечения, сравнимой с отверстием в соленоиде. Сообщалось об экспериментах по разделению изотопов никеля, индия и свинца. В Ядерном центре Сакле (Франция) на установке ERIC со сверхпроводящими обмотками осуществлено обогащение естественной смеси изотопов кальция изотопом ^{48}Ca [33]. В РИЦ «Курчатовский институт» было проведено успешное разделение изотопов лития на ИЦР-установке с обычными водоохлаждаемыми катушками [34].

При осуществлении процесса разделения в плазме методом ИЦР коэффициент разделения зависит от селективности нагрева, которая определяется степенью перекрытия кривых резонансного ускорения ионов, принадлежащих соседним изотопам, а следовательно, шириной резонансной линии. Очевидно, что для достижения очень высокой селективности нагрева (то есть осуществления преимущественного нагрева одного из изотопов) необходимо, чтобы выполнялось условие для разницы циклотронных частот изотопных ионов $\omega_{C_1} - \omega_{C_2} \gg \Delta\omega_{1/2}$, где $\Delta\omega_{1/2}$ – полуширина резонансной ли-

нии (ширина на половине высоты). Тогда используя условие $\Delta m/m \ll 1$, получим критерий полного разрешения в виде

$$\Delta\omega_{1/2} \ll \frac{\Delta m}{m} \omega_c, \quad (61)$$

На рис. 25 приведены качественные зависимости энергии нагреваемого за определенное время иона от круговой частоты поля для обоих изотопов. Если воспользоваться оптической терминологией, то можно считать, что линии являются в достаточной степени разрешенными, если минимум одной из резонансных кривых совпадает с максимумом соседней. В этом случае расстояние между разрешенными пиками близко к полуширине линии $\Delta\omega_{1/2}$. Для того чтобы понять, почему резонансная кривая для отдельного иона имеет конечную ширину, следует рассмотреть ион, испытывающий действие переменного ускоряющего электрического поля в течение промежутка времени τ . Как показывает аналитический расчет, энергия $A(\omega)$, поглощаемая ионом, равна

$$A(\omega) \cong 2 \frac{e^2 E^2 \tau^2}{2m} \frac{1 - \cos(\omega_c - \omega)\tau}{(\omega_c - \omega)^2 \tau^2}. \quad (62)$$

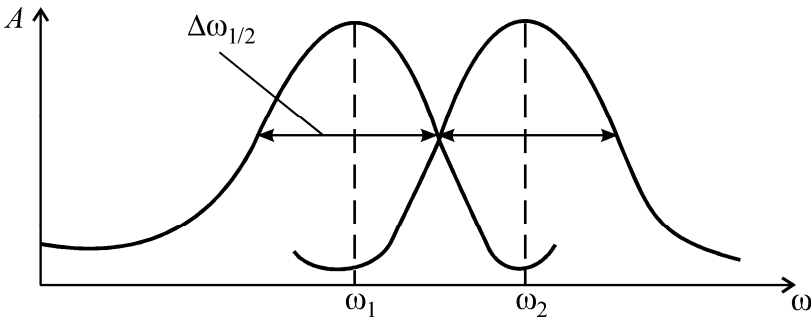


Рис. 25. Разрешение резонансных кривых

Зависимость энергии от частоты $A(\omega)$ приведена на рис. 26. Как можно видеть из приведенной зависимости, полуширина линии приблизительно равна $\Delta\omega_{1/2} \cong \frac{2\pi}{\tau}$. Этот тип уширения называется

времяпролетным. Этот термин связан с тем, что обычно имеется конечная длина зоны нагрева, а ионы поступают в нее вдоль оси системы с определенной средней скоростью. Поэтому время пролета ионами зоны нагрева фактически является временем нагрева.

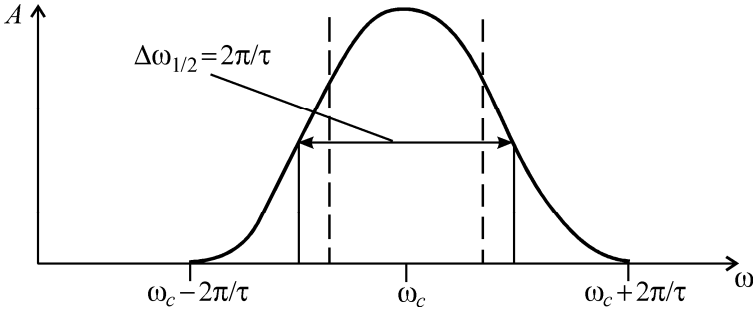


Рис. 26. Резонансная кривая в случае конечного времени пролета

Если энергию, поглощаемую одним ионом, умножить на числовую плотность ионов n , то получим энергию, поглощаемую единицей объема среды $W = nA$. Рассчитанная зависимость $A(\omega)$ показывает, что если изменять частоту электрического поля, то энергия, поглощаемая в единице объема, будет изменяться в соответствии с кривой рис. 26 и достигать максимума при $\omega = \omega_c$. Увеличение времени нахождения ионов в зоне нагрева (за счет уменьшения продольной скорости ионов) приводит к уменьшению времяпролетного уширения и к сужению резонансной кривой.

Существует другой вид уширения, связанный с разбросом ионов по скоростям, который назван доплеровским. Дело в том, что в реальной ситуации нагревающее электрическое поле может зависеть от пространственной координаты. Обычно оно представляет собой плоскую бегущую волну, в которой электрическое поле изменяется по закону $E \approx E_0 \cos(\omega t - kz)$, где k – волновое число. Для случая неподвижного иона (в этом случае условие резонанса, как и ранее, имеет место при $\omega = \omega_c$), для иона, движущегося со скоростью V_z в направлении распространения волны, резонанс в силу эффекта Доплера имеет место при выполнении условия

$$\omega - kV_z = \omega_c. \quad (63)$$

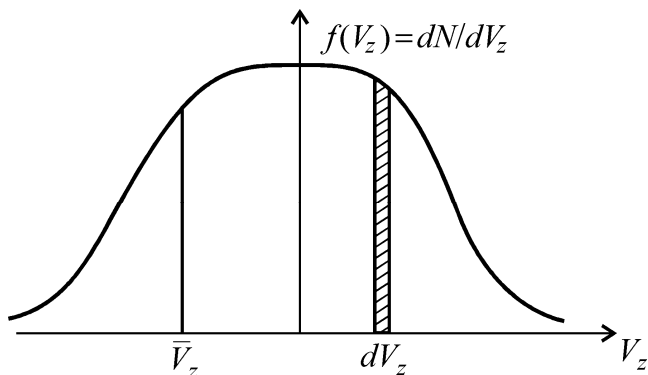


Рис. 27. Равновесная функция распределения ионов по проекциям скорости на ось z

Для упрощения анализа допустим, что величина τ велика и времяпролетное уширение незначительно. Учтем распределение ионов по скоростям. На рис. 27 приведена равновесная функция распределения по проекции скорости на ось z ($f(V_z)$). Однако при этом можно говорить лишь о числе ионов dN в интервале скоростей dV_z . В силу эффекта Доплера на ионы, имеющие различные скорости (находящиеся в различных скоростных интервалах), должны действовать различные нагревающие частоты. Тогда, вследствие существования распределения частиц по скоростям при изменении частоты в близкие к резонансным условиям будет вовлекаться неодинаковое число частиц из различных скоростных интервалов. Поэтому при варьировании частоты будет изменяться и энергия, поглощаемая единицей объема плазмы. Следовательно, кривая $W(\omega)$ будет иметь форму, повторяющую функцию распределения (рис. 28). Причем в силу выполнения условия (63) полуширина линии поглощения оказывается порядка $2k\bar{V}_z$, где \bar{V}_z – среднее значение модуля продольной скорости частиц. Отметим, что в общем случае при теоретическом описании процесса необходимо одновременно учитывать оба вида уширения [35].

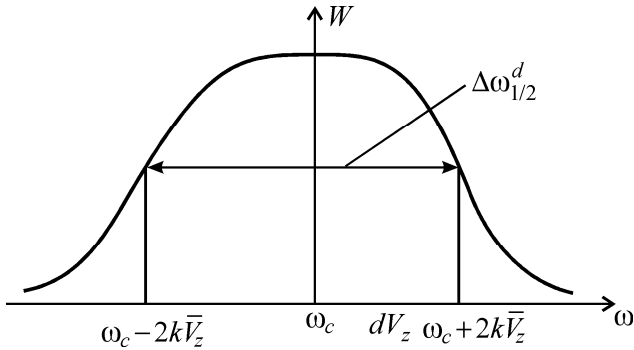


Рис. 28. Зависимость энергии, поглощаемой ионами в единице объема плазмы, от частоты ВЧ-поля

Контрольные вопросы

1. Объясните принцип разделения компонент методом ионно-циклотронного резонанса.
2. Что такое циклотронная частота иона?
3. Почему электрические поля плохо проникают в плазму?
4. Каковы принципы отбора нагретых целевых ионов в методе ИЦР?

5. ОБЗОР ПОСЛЕДНИХ ИССЛЕДОВАНИЙ В ОБЛАСТИ ИЦР-МЕТОДА

В последние годы наблюдался заметный интерес к разработке плазменного ИЦР-метода разделения изотопов [36–49]. Как известно, при разделении изотопов в масштабах нескольких килограммов в год и больше практически универсальный электромагнитный метод не может быть использован в силу его низкой производительности. При этом если требуется получать изотопы элементов, не имеющих удобных газообразных соединений при нормальных условиях, неприменим и метод газовой центрифуги. Между тем в ряде случаев необходимы значительные количества такого изотопного продукта. Это, например, относится к изотомам кальция и неодима, а также ряду изотопов, используемых в ядерной энергетике. В частности есть предложения использовать в качестве выгорающих добавок в твэлах ядерных реакторов не естественные изотопные смеси некоторых редкоземельных элементов (таких, как Sm, Gd, Eu, Dy и другие), а их изотопы. В работе [36] приведены обоснования целесообразности таких предложений. Следует отметить, что данные поглотители нейтронов должны обладать высоким сечением захвата тепловых нейтронов и не образовывать нежелательных сильно поглощающих тепловые нейтроны дочерних продуктов деления. Добавление в ядерное топливо таких специально подобранных изотопобогащенных поглотителей позволяет повысить безопасность ядерных реакторов, уменьшить количество слабо проводящего тепло поглотителя, увеличить продолжительность кампании и улучшить эксплуатационные характеристики реактора. В частности, в качестве такой добавки может быть использован изотоп гадолиния ^{157}Gd , дочерним продуктом которого является слабо поглощающий нейтроны изотоп ^{158}Gd .

Более подробные данные о возможных применениях ИЦР-метода для получения различного рода изотопов приведены в работе [38].

Избирательность ИЦР-метода зависит от различных деселектирующих факторов [37], главными из которых являются доплеровское и времяпролетное уширение линий циклотронного поглощения. В случае разделения изотопов гадолиния, когда относительное

различие масс соседних изотопов невелико, эффективность разделения будет зависеть от того, насколько возможно уменьшить деселектирующее влияние указанных факторов. В этой связи отметим ряд расчетных работ, выполненных в Институте ядерной физики им. Г.И.Будкера как по изучению проникновения полей в плазму в случае ИЦР-нагрева [47], так и по исследованию селективности ИЦР-метода в применении к гадолинию [48]. Остановимся на последнем исследовании подробнее.

6. СХЕМА РАЗДЕЛЕНИЯ ИЗОТОПОВ ГАДОЛИНИЯ МЕТОДОМ ИЦР

В работе [49] на основе расчетной методики [43, 44] оценивалась селективность нагрева ионов гадолиниевой плазмы методом ИЦР. При этом не рассматривались вопросы выделения целевого изотопа на коллекторе разделительной установки. В данной работе расчеты разделительных характеристик системы и, в том числе коэффициента извлечения, выполним применительно к установке с длиной зоны нагрева $L = 4$ м и высокой степенью однородности продольного магнитного поля.

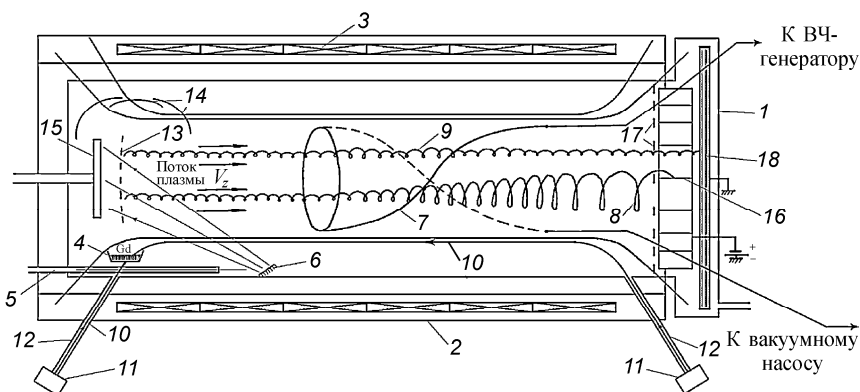


Рис. 29. Схема ИЦР-установки для разделения изотопов гадолиния

На рис. 29 показана схема устройства [41]. Плазменная разделительная ИЦР-установка включает в себя несколько основных узлов, располагающихся в вакуумной рабочей камере 1, размещенной в теплом отверстии криостата 2. Основное магнитное поле B создается соленоидом 3. Для реализации однородного в большом объеме поля необходимы сверхпроводящие магнитные системы (СМС). Источник плазмы, располагаемый в левой части устройства, основан либо на испарении металла в тиглях 4, либо на катодном распылении. Для ионизации нейтральных атомов в источнике плазмы можно использовать достаточно мощное СВЧ-излучение на частоте электронно-циклотронного резонанса (ЭЦР). На рисунке показаны также устройства транспортировки микроволнового излучения в

зону ионизации: волновод 5 и зеркало 6. Система селективного нагрева ионов представляет собой ВЧ-антенну 7, генерирующую в объеме плазмы переменные электрические поля с частотой близкой или равной собственной циклотронной частоте извлекаемого ионного компонента. Радиус антенны составляет около 0,5 м.

Испытывая резонансный ионно-циклотронный нагрев, целевые ионы приобретают высокую поперечную (по отношению к продольному магнитному полю) энергию, а следовательно, и больший по сравнению с нерезонансными ионами ларморовский радиус. На рисунке показаны также траектории целевых ионов 8 и траектории нерезонансных ионов 9. Длина зоны нагрева ионов должна составлять несколько метров, чтобы уменьшить времяпролетное уширение линии ИЦР-нагрева ионов. В [41] было предложено использовать в ИЦР-установке для испарения гадолиния или любого другого элемента методику нагрева и испарения вещества с помощью электронного пучка. Нагрев относительно легкоплавкого рабочего вещества с целью его испарения, целесообразнее производить в тигле из тугоплавкого материала. Транспортировку пучка 10 от электронной пушки 11 до тигля 4 в такой ИЦР-установке следует осуществлять вдоль силовых линий магнитного поля. Силовые линии магнитного поля прямолинейны в зоне ВЧ-нагрева и имеют конфигурацию расходящихся линий на торцах. На рис. 29 показана одна из таких силовых линий магнитного поля, проходящая на больших радиусах в нижней части рабочей камеры ИЦР-установки и не задевающая элементы конструкций СМС и рабочей камеры. В нижней части отсека плазменного источника под зоной ЭЦР-разряда 13 в области спадающего магнитного поля ИЦР-установки располагается вещество, изотопы которого разделяются таким образом, чтобы указанная ранее силовая линия пересекала поверхность предполагаемого испарения. При этом возможны несколько вариантов испарения. Можно подогреть тигель электронным пучком, распространяющимся вдоль силовой линии снизу (порт для входа пучка показан в левой части чертежа). Для этого следует изготавливать тигель из материала, который не взаимодействует с разделяемым продуктом. Коэффициент полезного действия такой схемы относительно невысок. В случае относительно тугоплавких веществ, к которым относится и гадолиний, более целесообразно, по-видимому, вообще отказаться от тигля и направлять пучок свер-

ху непосредственно на поверхность испаряемого материала (порт для введения пучка показан в правой части чертежа), пропуская его вдоль всей вакуумной камеры с противоположного конца установки. При этом «блуждающий» пучок разогревает только часть поверхности, и испарение происходит с ограниченной области образца.

Тот факт, что внешняя часть образца остается холодной, может привести к снижению энергетических потерь. Экспериментальная возможность транспортировки электронных пучков с током несколько ампер и энергией электронов до нескольких десятков кэВ в продольных магнитных полях показана в [50, 51]. Для устойчивой транспортировки электронных пучков в области вдали от поверхности вакуумной камеры необходимо использовать металлические трубопроводы 12. Преимущество схемы испарения гадолиния или другого металла, когда пар подается поперек направления последующего извлечения ионов, то есть поперек магнитного поля вдоль зоны ЭЦР-разряда, связано с тем, что не успевшие ионизоваться при своем вертикальном распространении атомы испаренного вещества в основном конденсируются в специально приспособленных для этого экранах 14 вблизи зоны источника плазмы непосредственно над тиглем, а не распространяются вдоль всей рабочей камеры установки. Этот материал можно периодически извлекать и снова направлять в систему испарения. В нижней части рабочей камеры в местах, хорошо защищенных от прямого попадания потока испаряемого материала, размещены зеркала СВЧ-тракта. На электрод 15 подают отрицательный относительно плазмы потенциал для отражения электронов. В такой конструкции существенно снижается концентрация нейтральных атомов в области ВЧ-нагрева и исключаются потери, связанные с перезарядкой ускоренных целевых ионов на нейтральных атомах испаряемого вещества.

Другой метод создания плазменного потока гадолиния связан с катодным распылением металлической пластины ионами [52]. К распыляемой пластине 15, изготовленной из разделяемого вещества, прикладывают отрицательный электрический потенциал U_S , достаточный для сообщения бомбардирующим пластину ионам такой энергии, чтобы при ударе о пластину выбить с ее поверхности несколько нейтральных атомов. Далее эти нейтральные атомы

ионизируются электронами в зоне электронно-циклотронного резонанса вблизи пластины. За зоной нагрева в правой части установки помещена коллекторная система, представляющая собой металлические пластины для отбора целевых ионов 16, защищенные экранами 17 и поперечную к потоку отвальную пластину 18.

Как показано на рис. 29, стационарный плазменный поток направляется в область однородного магнитного поля, где расположена антенна ВЧ-поля, изотопически селективно нагревающего ионы. В настоящей работе будем ориентироваться на использование индукционных антенн, представляющих собой многофазные цилиндрические спирали – так называемые спиральные или винтовые антенны. В качестве приближенной модели распределение электрического поля в плазме можно представить в виде вектора, вращающегося с угловой скоростью ω и бегущего в положительном направлении оси z

$$E_x = E \cos(\omega t - Kz - \varphi), \quad (64)$$

$$E_y = -E \sin(\omega t - Kz - \varphi), \quad (65)$$

где $K = \frac{2\pi}{\lambda}$ – «волновое число», λ – пространственный период изменения электрического поля, E – амплитуда колебаний поля в плазме, φ – начальная фаза.

В случае четырехфазной антенны сдвиг тока I в каждой последующей фазе составляет угол $\pi/2$.

Предположим, что функция распределения ионов по продольным скоростям является модельной неравновесной функцией с линейной зависимостью от скорости в области малых скоростей и экспоненциально убывающей при больших

$$f_z(V_z) = \frac{mV_z}{kT_z} \exp\left(-\frac{mV_z^2}{2kT_z}\right), \quad (66)$$

где T_z есть эффективная продольная температура ионов.

Для средней поперечной энергии ионов в предположении, что длина антенны совпадает с длиной зоны нагрева, а начальные функции распределения ионов по поперечным скоростям являются максвелловскими, справедливо соотношение [53]

$$\langle E_{\perp} \rangle = 4kT_{\perp 0} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} I_0(2yy_{\Omega}) \exp(-(y^2 + y_{\Omega}^2 + x^2)) xy^2 dx dy, \quad (67)$$

где

$$y = \frac{V_{\perp}}{\left(2kT_{\perp 0}/m\right)^{1/2}}, \quad x = \frac{V_z}{\left(2kT_z/m\right)^{1/2}},$$

$$n_L = \left(\frac{2kT_z}{m}\right)^{1/2} \frac{2}{L\omega_0}, \quad n_E = \frac{2E}{B\left(\frac{2kT_{\perp 0}}{m}\right)^{1/2}},$$

$$y_{\Omega} = \frac{n_E \sin\left((\Omega - \pi n_L x / p - 1) \frac{1}{n_L x}\right)}{(\Omega - \pi n_L x / p - 1)}, \quad p = \frac{\lambda}{L}, \quad \Omega = \frac{\omega}{\omega_0}.$$

Здесь y и x – безразмерные поперечная и продольная скорости ионов, $T_{\perp 0}$ – начальная поперечная температура ионов, I_0 – модифицированная функция Бесселя нулевого порядка, ω – частота генератора ВЧ-антенны, ω_0 – циклотронная частота изотопа. Как показано в [54], при токах в антенне I порядка 200 А и геометрических параметрах системы, близких к описываемых в работе, при плотности плазмы $n \approx 10^{18}$ 1/м³ для одноволновой антенны реально достижение в плазме полей порядка 20 В/м.

На рис.30 показаны результаты расчета средней энергии близких по массе к целевому изотопу (¹⁵⁷Gd) ионов в зависимости от частоты для значений параметра $p=1$ в случае амплитуды поперечного электрического поля в плазме $E=15$ В/м, магнитной индукции основного поля $B=3$ Тл, длины зоны нагрева $L=4$ м и «продольной температуры» ионов $T_z=10$ эВ. Видно, что резонансные пики хорошо разрешены для данных параметров устройства и свойств плазмы.

Соответствующее выражение для относительной доли ионов ¹⁵⁷Gd, нагретых до энергий выше заданной W_{\min} $\left(y_1 = \sqrt{\frac{W_{\min}}{kT_{0\perp}}}\right)$, имеет вид [55]

$$\eta = 4 \int_0^{\infty} dx \int_{y_1}^{\infty} xy \exp(-(x^2 + y_{\Omega}^2 + y^2)) I_0(2yy_{\Omega}) dy. \quad (68)$$

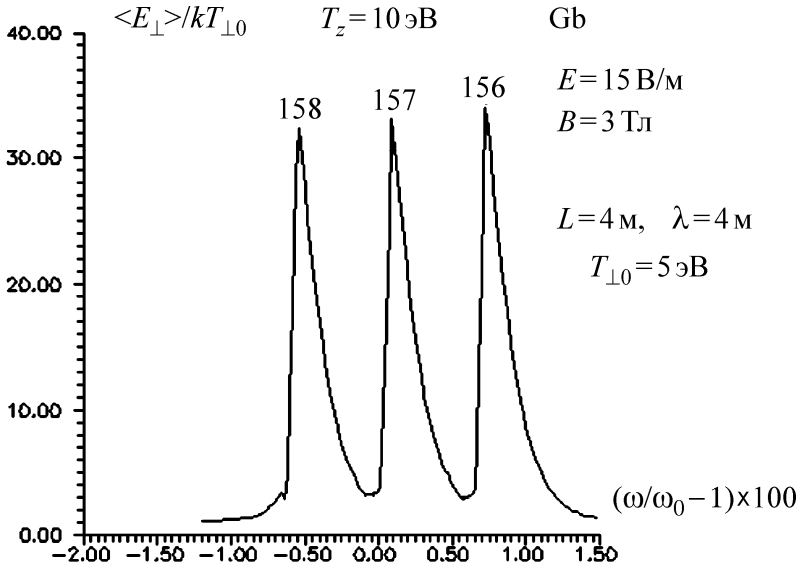


Рис. 30. Средняя поперечная энергия ионов $\langle E_{\perp} \rangle$ изотопа ^{157}Gd в зависимости от частоты нагревающего поля ω при магнитной индукции $B = 3\text{Тл}$

На рис. 31 показаны зависимости относительной доли частиц, нагретых выше энергии $W_{\text{min}} = 100 \text{ эВ}$, от безразмерной частоты нагревающего поля для трех различных значений продольной температуры $T_z = 10, 15$ и 20 эВ . Уменьшение эффективности нагрева с ростом продольной температуры связано с уменьшением времени нагрева ионов.

Плотность потока ионов i -го сорта на коллекторную пластину может быть определена как

$$j_i = \int f_{\perp} \omega_0 V_{\perp} dV_{\perp} dV_z dy_0, \quad (69)$$

где y_0 – поперечная координата ведущего центра ионов в плоскости перед отборной пластиной. Интегрирование в (69) выполнялось исходя из ограничений, накладываемых на величины скоростей и координат ведущего центра ионов перед коллектором.

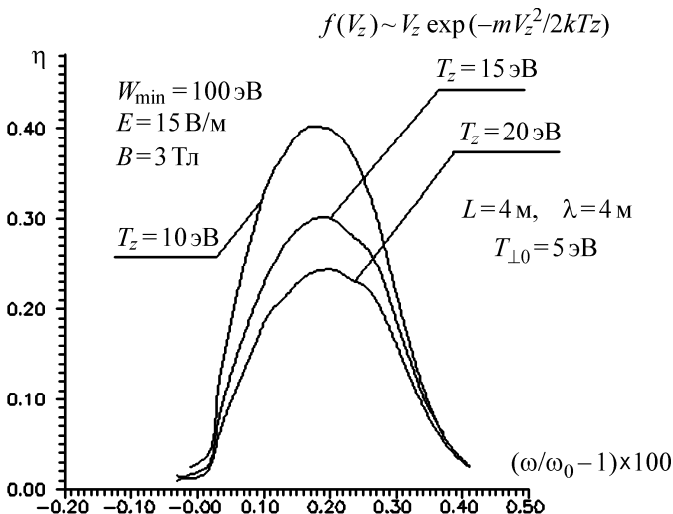


Рис. 31. Относительная доля ионов ^{157}Gd , нагретых выше энергии $W_{\min} = 100$ эВ при магнитном поле $B = 3$ Тл для различных продольных температур T_z

Расчет концентраций изотопов многокомпонентной смеси производился через плотности соответствующих поперечных потоков j_i [53,55]

$$C_i = \frac{j_i C_{i0}}{\sum_i j_i C_{i0}},$$

где C_{i0} – начальные концентрации изотопов в продольном потоке плазмы.

При проведении расчетов предполагалось отсутствие переднего экрана. На рис. 32 представлена зависимость концентрации изотопа ^{157}Gd от расстояния до переднего края отборной пластины Z для

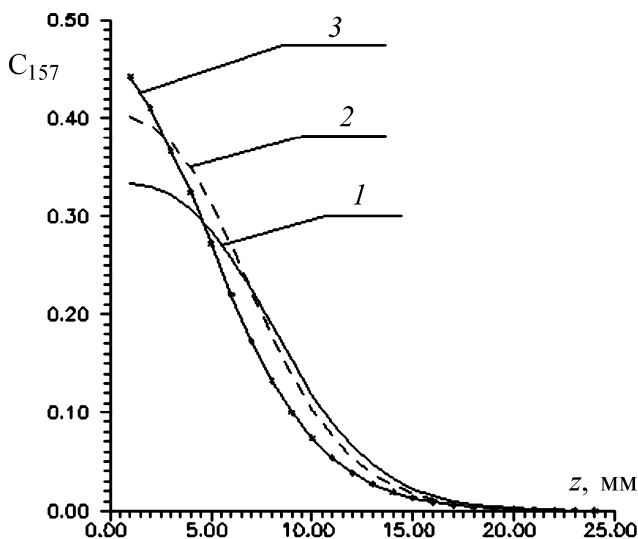


Рис. 32. Зависимость концентрации изотопа ^{157}Gd от продольной координаты Z для различных параметров отстройки частоты a

различных значений параметра $a = \left(\frac{\omega - \omega_{\text{res}}}{\omega_0} \right) \cdot 10^3$ отстройки от ре-

зонансной частоты $\omega_{\text{res}} = 1,002656\omega_0$, вычисленной по средней продольной скорости плазменного потока. Здесь кривая 1 соответствует величине параметра $a = +1$, пунктирная кривая 2 – $a = 0$ (точная настройка на резонанс по средней продольной скорости ионов) и кривая 3 – $a = -1$. Как видно, несколько большая концентрация целевого компонента вблизи передней кромки пластины наблюдается при настройке на меньшую частоту. Однако при этом уменьшается длина зоны напыления. Оптимальной в этом смысле представляется настройка на частоту, соответствующую средней продольной скорости – пунктирная кривая 2.

Эффективность отбора ценного изотопа характеризуют коэффициентом извлечения коллектора Γ [56], который есть отношение потока целевого изотопа, выделяющегося на отборных пластинах $J_{\perp 1}$, к полному продольному потоку этого компонента перед коллекторной системой $J_{\parallel 1}$:

$$\Gamma = \frac{J_{\perp 11}}{J_{\parallel 11}}. \quad (70)$$

Расчет потоков ионов на коллектор проводился на основе методики, подробно изложенной в работах [43, 42, 56].

На рис. 33. показаны зависимости коэффициента извлечения ^{157}Gd от расстояния между пластинами коллектора b для различных значений параметра отстройки a . Кривая 1 соответствует значению параметра $a = -2$, кривая 2 – $a = 0$ и кривая 3 – $a = 2$. Эти зависимости показывают заметное уменьшение коэффициента извлечения при уходе от оптимального режима нагрева. Последнее связано со сравнительно небольшим расстоянием по шкале частот между целевым и соседними изотопами. На рис. 34 сплошными линиями приведены зависимости коэффициента извлечения от частоты генератора для различных расстояний b между пластинами коллектора при значении длины волны нагревающей обмотки

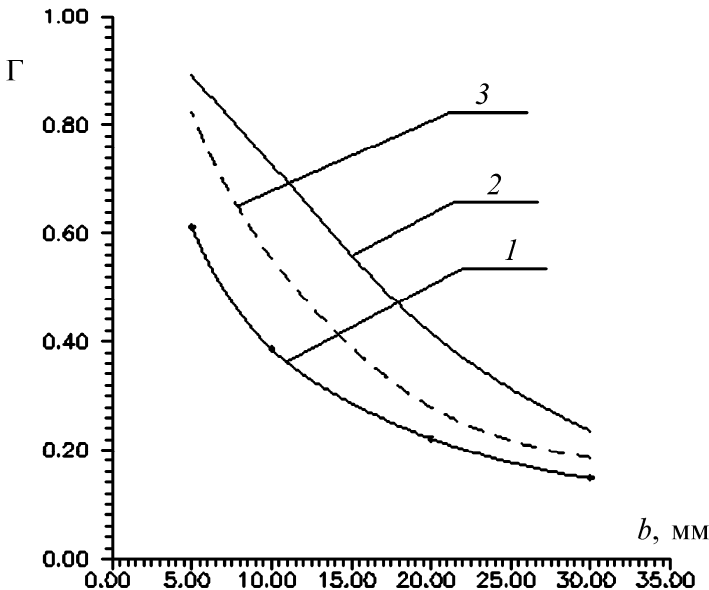


Рис. 33. Зависимость коэффициента извлечения Γ от расстояния между пластинами коллектора b для различных значений параметра отстройки частоты a , $\lambda = 4$ м

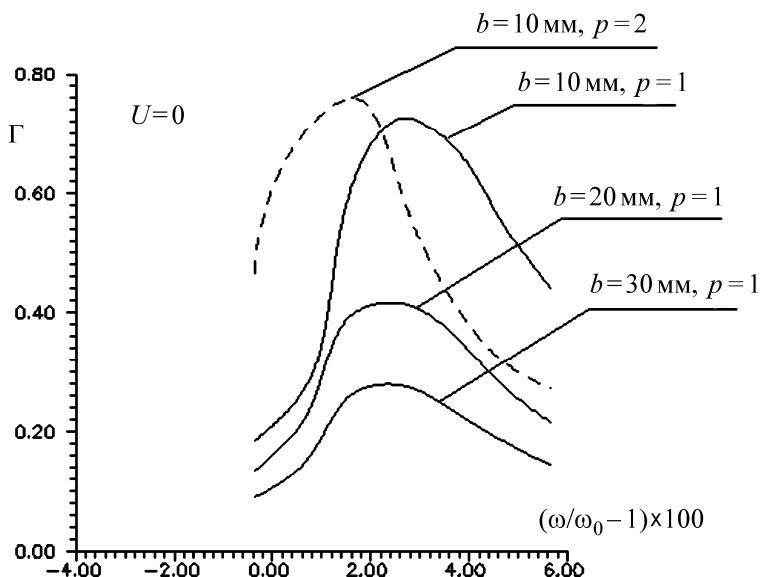


Рис. 34. Зависимость коэффициента извлечения Γ от частоты переменного электрического поля для различных расстояний между пластинами коллектора b и значений параметра p

$\lambda = 4$ м (параметр $p = \frac{\lambda}{L} = 1$). Наблюдается существенное увеличение коэффициента извлечения Γ с уменьшением b . При этом имеет место очень небольшое смещение положения максимума Γ по частоте в сторону больших частот. Пунктирной кривой показана аналогичная зависимость Γ от частоты при вдвое большей длине волны $\lambda = 8$ м ($p = 2$). Как видно, в этом случае вся кривая оказывается смещенной в сторону меньших частот, что связано с уменьшением доплеровского сдвига.

На рис. 35 показаны зависимости коэффициента извлечения от частоты для различных длин волн при постоянном расстоянии между пластинами $b = 10$ мм. Кривая 1 соответствует случаю $\lambda = 2$ м ($p = 0,5$, двухволновая антенна), кривая 2 – $\lambda = 4$ м ($p = 1$, одноволновая антенна), кривая 3 – $\lambda = 8$ м ($p = 2$, полуволновая антенна). Как видно, использование полуволновой антенны должно приводить к некоторому увеличению коэффициента извлечения при

соответствующем выборе частоты генератора. Последнее связано с зависимостью доплеровского уширения линии поглощения энергии от продольного «волнового числа» $K = \frac{2\pi}{\lambda}$ антенны.

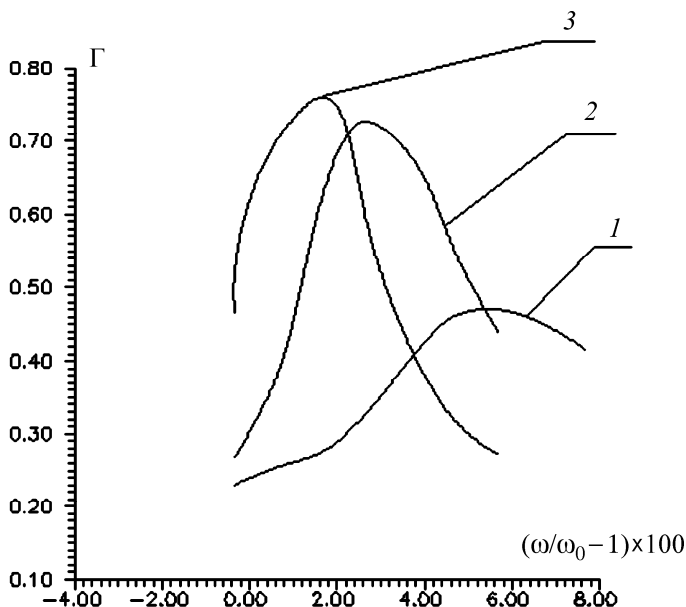


Рис. 35. Зависимость коэффициента извлечения Γ от частоты переменного электрического поля для различных значений длины волны λ ($L = 4$ м)

Контрольные вопросы

1. Где используется изотоп гадолиний-157?
2. Каким образом можно испарять тугоплавкие металлы в источниках плазмы?

Литература

1. Soddy F., *Ann. Rep. Chem.*, 285 (1910).
2. Firestone R.B., Shirley V.S. (Eds.), *Tables of Isotopes*, Vol.1, 2, New York: Wiley, 1996.
3. **ИЗОТОПЫ. Свойства, получение, применение**, Под редакцией В.Ю. Баранова, т.1, 2005, М., ИздАТ.
4. Попов G.E., Prusakov V.N., Rudnev A.I. et al., Centrifugal enrichment of chromium-50 for experiments on detecting solar neutrinos, *Nucl. Instr. Meth.*, A362, 1995, pp.535-537.
5. Artjukhov A.A., Babichev A.P., Knjasev I.Yu. et al., *Nucl. Instr. Meth.*, A404, 1997, pp.281-288.
6. Годисов О.Н., Калитеевский А.К., Королев В.И. и др., Получение изотопно-чистого поликристаллического кремния и исследование его свойств, *Физика и техника полупроводников*, т.35, 2001, с.9-13-915.
7. Chumakov A.I., Ruffer R., Leupold O. et al., *Appl. Phys. Lett.*, 77, 2000, p.31.
8. Kuijjer P., *Nucl. Instr. Meth.*, A447, 2000, p.251.
9. Borisevich V.D., Ignatenko V.G., Sulaberidze G.A. and Chuzhinov V.A., Application of stable isotopes in Russian Federation, *J. Radioanalyt. and Nucl. Chemistry*, v.205, No2, 1996, pp.181-184.
10. Бенедикт М., Пикфорд Т., **Химическая технология ядерных материалов**, Нью-Йорк, Торонто, Лондон, 1957.
11. Кашеев Н.А., Дергачев В.А., **Электромагнитное разделение изотопов и изотопный анализ**, М.: Энергоатомиздат, 1989.
12. Демирханов Р.А. и др., *Тезисы докладов 3-й Всесоюзной конференции по плазменным ускорителям*, Минск, 1976, с.198.
13. Matsumura Y., Abe T., *Jap. Appl. Phys.*, 1980, 19, p.1457.
14. Vonnevier B. *Ark.Fys.*, 1966, 33, No15, p.255.
15. Аскарьян Г.А., Намиот В.А., Рухадзе А.А., *Письма в ЖТФ*, 1975, 1, с.820.
16. Dawson J.M., Kim H.C., Arnush D. et al., *Phys. Rev. Lett.*, 1976, 37, p.1547.
17. Карчевский А.И., Марцынкьян В.Л., Попов И.А. Потанин Е.П., *Физика плазмы*, 1977, 3, с.409.
18. Горбунова Е.Ф., Езубченко А.Н., Карчевский А.И. и др., *ЖТФ*, 1979, 49, с.154.
19. Жданов В.М., Карчевский А.И., Потанин Е.П., *Письма ЖТФ*, 1978, т.4, с.509.
20. Жданов В.М., Карчевский А.И., Потанин Е.П., Устинов А.Л., *ЖТФ*, 1979, с.1879.

21. Карчевский А.И., Потанин Е.П., *Физика плазмы*, 1981, 7, с.318.
22. Николаев Б.И., Сулаберидзе Г.А., Тевзадзе Г.А. и др., *Атомная энергия*, 1968, 34, в.5, с.485.
23. Бабичев А.П. Горбунова Е.Ф., Езубченко А.Н. и др., *Письма ЖТФ*, 1979, 5, в.18, с.1149.
24. Аббакумов Е.И., Баженов В.А., Вербин Ю.В. и др., *Атомная энергия*, 1989, 67, в.4, с.255.
25. Борисевич В.Д., Левин Е.В., Наумочкин В.В., *Там же*, 1991. т.70, вып1., с.28.
26. Айсен Э.М., Борисевич В.Д., Левин Е.В., *Математическое моделирование*, 1997, 9, №4, с.27.
27. Горбачев Л.П., Потанин Е.П., *Магнитная гидродинамика*, 1968, т.2, с.152.
28. Борисевич В.Д., Потанин Е.П., *ПМТФ*, 1987, 2, с.48.
29. Белорусов А.В., Карчевский А.И., Муромкин Ю.А., Потанин Е.П., *Письма ЖТФ*, 1976, 2, в.14, с.664.
30. Белорусов А.В., Карчевский А.И., Муромкин Ю.А. и др., *Письма ЖТФ*, 1980, 6, в.6, с.358.
31. Чепмен С., Каулинг Т., **Математическая теория неоднородных газов**, М.: ИИЛ, 1960, 510с.
32. Mussetto M., Romesser T.E., Dixon D. et al., *IEEE Int. Conf. on Plasma Science*, San Diego, Calif., 1983, p.70.
33. La Fontaine A.C., Gil Ch., Louvet P., C.R., *Acad. Sci.*, Paris, 1989, t.308, Serie II, p.821.
34. Карчевский А.И., Лазько В.С., Муромкин Ю.А. и др., *Физика плазмы*, 1993, 19, в.3, с.411.
35. Карчевский А.И., Потанин Е.П., *Физика плазмы*, 1994, 20, №5, с.520.
36. 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*, September 2003.
37. Louvet P., Review of isotopic plasma separation processes, *Proc. 2nd Workshop on Separation Phenomena in Liquids and Gases*, Versailles, France, 1989.
38. Муромкин Ю.А., **Итоги науки и техники**, *Физика плазмы*: Под ред. А.И. Карчевского, М: ВИНТИ.1991, т.12, с.83.
39. Кузьмин С.Г., *Физика плазмы*, 1999, т.25, №12, с.1105.
40. Волосов В.И., Котельников И.А., Кузьмин С.Г., *Физика плазмы*, 1998, 24, №6, с.517.

41. Карчевский А.И., Потанин Е.П., Способ разделения стабильных изотопов в плазме методом ионно-циклотронного резонанса и устройство для его осуществления, *Патент РФ*, №2217223, 2003.
42. Карчевский А.И., Потанин Е.П., *Физика плазмы*, 2002, 28, №7, с.611.
43. Устинов А.Л., Препринт ИАЭ №5354/6, 1991.
44. Карчевский А.И., Потанин Е.П., *Физика плазмы*, 1995, 21, с.416.
45. Смирнов В.П., Жильцов В.А., Морозов А.И. и др., *Сб. докладов IX Всероссийской (Международной) научной конференции «Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул»*, ЦНИИАтоминформ, 2004, с.7.
46. Муромкин Ю.А., ИЦР метод разделения изотопов, *Сб. докладов XI Всероссийской (Международной) научной конференции «Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул»*, ЦНИИАтоминформ, 2006, с.110
47. Кузьмин С.Г., *Физика плазмы*, 1999, 25, №12, с.1105.
48. Волосов В.И., Котельников И.А., Кузьмин С.Г., *Физика плазмы*, 1998, 24, №6, с.517.
49. Потанин Е.П., Эффективность нагрева ионов гадолиниевой плазмы методом ИЦР, *Сб. докладов IX Всероссийской (Международной) научной конференции «Физико-химические процессы при селекции атомов и молекул»*, ЦНИИАтоминформ, 2004, с.116.
50. Блинов П.И., Долгачев Г.И., Козлов А.А., Сливков И.Н., *ПТЭ*, 1974, №2, с.31.
51. Антропов В., Иванов А., Кобец В. И др. *Прикладная физика*, 2002, №3, с.113.
52. Romesser T.E., Lazar N.H., McVey B.D. et al., Method of and apparatus for isotope separation, Applicant: TRW INC., US. PCT, Int. Publ. No WO 84/ 02803 CT, 9.07.84.
53. Потанин Е.П., *ЖТФ*, 2006, 76, в.12, с.47.
54. Устинов А.Л., *Физика плазмы*, 1998, 24, №6, с.517.
55. Потанин Е.П., *ЖТФ*, 2005, 75, с.25.
56. Карчевский А.И., Потанин Е.П., *Физика плазмы*, 1996, 22, №12, с.1146.