

е332.1(а)

Ш-643



Учебно-  
методические  
пособия  
Учебно-научного  
центра ОИЯИ  
Дубна

УНЦ-2009-37

Г. Д. Ширков

ОСНОВЫ ФИЗИКИ СТОЛКНОВЕНИЯ ЧАСТИЦ  
И ИСТОЧНИКОВ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

Часть III. Источники многозарядных ионов

2009

C 332.1(07)

U-643

Учебно-научный центр ОИЯИ

Г. Д. Ширков

ОСНОВЫ ФИЗИКИ СТОЛКНОВЕНИЯ ЧАСТИЦ  
И ИСТОЧНИКОВ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

Часть III. Источники многозарядных ионов

*Учебное пособие*

B-1967a

Объединенный институт  
ядерных исследований  
Дубна 2009  
БИБЛИОТЕКА

# Оглавление

Введение	3
1. Электронно-лучевой ионный источник EBIS	4
1.1. История создания и основные принципы	4
1.2. Установки типа EBIS	7
1.3. Образование и накопление многозарядных ионов в EBIS	8
1.4. Ионные потери в электронно-лучевых источниках ионов	19
1.5. Охлаждение тяжёлых многозарядных ионов	26
1.6. Электронно-лучевая ионная ловушка EBIT	30
2. Источники ионов на электронно-циклотронном резонансе ( <i>ECR Ion Sources</i> )	34
2.1 Принцип действия источников ионов на электронно-циклотронном резонансе	34
2.2. Высокочастотный нагрев электронов в плазме ECR источника	40
2.3. Удержание заряженных частиц в магнитной ловушке	43
2.4. Накопление ионов в ECRIS	45
2.5. Уравнения баланса для ионных компонент	50
2.6. Получение многозарядных ионов в ECR источниках	54
Заключение	67
Рекомендованная литература	67

Учебное пособие написано профессором базовой кафедры МИРЭА «Электроника физических установок» при УНЦ ОИЯИ Г. Д. Ширковым (ОИЯИ) и рекомендовано к изданию экспертной комиссией УНЦ ОИЯИ и редакционно-издательским советом МИРЭА.

Рецензенты:

д-р физ.-мат. наук, проф., член-корреспондент РАН *И. Н. Мешков*;  
д-р физ.-мат. наук, проф. *Е. М. Сыресин*

**Ширков Г. Д.**

Ш64 Основы физики столкновения частиц и источников многозарядных ионов: В 3 ч. Ч. III. Источники многозарядных ионов: Учебное пособие. — Дубна: ОИЯИ, 2009. — 68 с.

ISBN 978-5-9530-0276-9

Учебное пособие предназначено для студентов инженерных специальностей, проходящих обучение в МИРЭА, и является третьей частью курса лекций по основам физики столкновения частиц и источникам многозарядных ионов. Третья часть курса лекций посвящена принципам действия источников многозарядных ионов, основанных на последовательной ионизации электронным ударом.

**Shirkov G. D.**

The Physical Basements of Particle Collisions and Multicharged Ion Sources: In 3 parts. Part III. Multicharged Ion Sources: Manual. — Dubna: JINR, 2009. — 68 p.

ISBN 978-5-9530-0276-9

The textbook is addressed to the students of Moscow Institute of Radio Engineering, Electronics and Automation specialized in engineering and it is the third part of the training course on the physical basements of particle collisions and multicharged ion sources. The third part of lectures is dedicated to the operation principles of multicharged ion sources based on the step by step electron impact ionization.

ISBN 978-5-9530-0276-9

© Объединенный институт  
ядерных исследований, 2009

## Введение

Предлагаемый курс лекций является завершающей, третьей частью курса, который включает в себя:

1. Неупругие атомные столкновения.
2. Упругие столкновения частиц.
3. Источники многозарядных ионов.

В последние десятилетия происходит интенсивное развитие источников многозарядных ионов. Первым толчком к созданию таких источников послужили потребности ускорителей тяжелых ионов. Источник ионов является первым звеном в цепочке элементов, составляющих ускоритель. Параметры и эффективность всего ускорительного комплекса зависят от характеристик источника ионов. Кроме ускорительных центров, такие источники все больше используются в исследованиях по атомной физике, физике поверхности твердого тела и в смежных областях.

Большинство из существующих в настоящее время в мире типов источников ионов, используемых для производства многозарядных ионов, основано на последовательной ионизации электронным ударом ионов, удерживаемых тем или иным способом в среде электронов с достаточной для ионизации энергией. В первую очередь, это источники ионов на электронно-циклотронном резонансе *ECRIS* (*Electron Cyclotron Resonance Ion Sources*) и электронно-лучевые источники ионов, получившие впоследствии название *EBIS* (*Electron Beam Ion Source*).

Кроме того, в ускорителях тяжелых ионов находят применение лазерные источники ионов *LIS* (*Laser Ion Sources*). Однако в источниках этого типа образование многозарядных ионов происходит в результате взрывного высвобождения энергии при взаимодействии сильно сфокусированного импульса лазерного излучения с поверхностью рабочего материала, что приводит к моментальному его испарению и образованию плотной горячей плазмы. В этом случае многозарядные ионы образуются в результате кратковременного процесса

( $10^{-9}$ – $10^{-6}$  с) при взаимодействии лазерного излучения с электронными оболочками атомов на поверхности рабочего материала мишени. Эти процессы не являются последовательной ионизацией электронным ударом удерживаемых в ловушке ионов и выходят за рамки рассматриваемых явлений, которые изучаются в этом курсе лекций.

Решающими критериями эффективности источника ионов являются распределение зарядовых состояний производимых ионов и интенсивность извлекаемых пучков ионов. Таким образом, проблемы образования, накопления и производства ионов — центральные проблемы источников ионов с ионизацией электронным ударом.

В I части лекций были сформулированы необходимые условия получения высокозарядных ионов в ионных источниках, основанных на последовательной ионизации электронным ударом:

- 1) энергия электронов должна быть больше потенциала ионизации ионов требуемой зарядности;
- 2) должен быть обеспечен необходимый фактор ионизации  $j\tau_i$ , где  $j$  — плотность электронного тока, а  $\tau_i$  — время удержания ионов;
- 3) должны быть исключены или снижены до допустимого значения потери ионов из рабочего объема источника.

## 1. Электронно-лучевой ионный источник EBIS

**1.1. История создания и основные принципы.** Электронно-лучевой метод получения ионов был предложен Е. Д. Донцом в 1967 г. С самого начала новый источник ионов, получивший впоследствии название *EBIS (Electron Beam Ion Source)*, был задуман как источник для получения высокозарядных ионов для ускорителей ионов высоких энергий.

Как известно, в ускорителях ионов и в накопительных кольцах оптимальным является использование пучков полностью ионизованных атомов или атомных

ядер. Это особенно важно при ускорении тяжелых ионов, у которых отношение заряда ядра к массе заметно меньше чем 0,5. Использувавшиеся для ускорителей тяжелых ионов в шестидесятые годы плазменно-дуговые источники Пеннинга и дуоплазматы не могли обеспечить достаточного отношения заряда получаемых ионов к массе. Предварительно ускоренные пучки ионов пропускали через тонкие пленки или газовые мишени, называемые стрипперами, для использования в ускорителях высоких энергий. В результате дополнительной ионизации ионов пучка атомами стриппера можно увеличить зарядность ионов. Равновесный заряд ионов в пучке определяется отношением сечений ионизации и перезарядки, которое зависит от энергии столкновения частиц. Это, на примере атомов и ионов водорода, можно видеть на рис. 1 I части лекций. Для получения высокозарядных ионов необходима энергия ионов в пучке в десятки и сотни МэВ/нуклон.

Чтобы значительно увеличить зарядность получаемых в источниках ионов, было необходимо повысить энергию ионизирующих электронов и время удержания ионов в источниках. Конструкция EBIS родилась в ускорительной лаборатории и на базе ускорительной техники. В основу этого источника был положен линейный ускоритель электронов непрерывного или квазинепрерывного действия.

Большим преимуществом конструкции EBIS является то, что пучок электронов одновременно выполняет две основные функции. Как и в большинстве других типов источников, электроны являются ионизатором для атомов и ионов. Кроме того, пространственный заряд электронов служит ловушкой, удерживающей образовавшиеся в пучке ионы. Принцип действия EBIS позволяет управлять инжекцией нейтралов или малозарядных ионов рабочего вещества в электронный пучок, длительностью времени удержания и обдирки ионов в ловушке и моментом экстракции ионов из источника. Тем самым можно регулировать степень ионизации получаемых ионов и варьировать ее в широких пределах. Это является большим преимуществом EBIS не только при его работе в качестве инжектора для ускорителей, но и особенно при проведении исследований по физике электронной оболочки многозарядных ионов.

В течение семидесятых и восьмидесятых годов EBIS пережил период бурного развития. В Дубне на синхрофазотроне, на синхротронах в Орсе и Стокгольме источники этого типа успешно применялись в качестве инжекторов ионов. В EBIS были получены рекордные зарядности тяжелых ионов. В источнике KRION-3 впервые были зарегистрированы полностью ионизированные ядра ксенона.

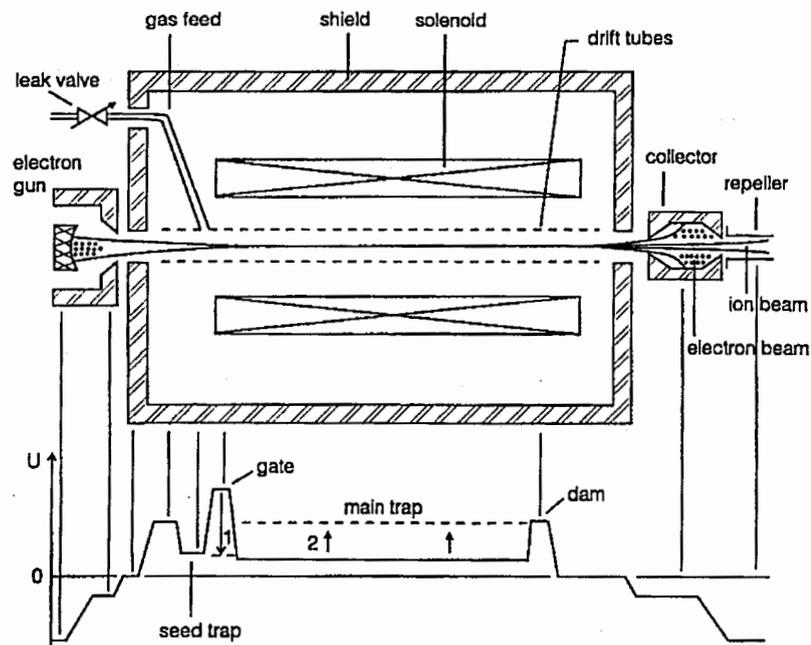


Рис. 1.1. Принципиальная схема EBIS и распределение потенциала, удерживающего ионы в продольном направлении (внизу)

Однако особо высокие зарядности требуют времени удержания ионов в электронном пучке в течение десятков секунд. До сих пор исключить полностью потери ионов из электронного пучка EBIS не удалось, и до конца времени удержания, как правило, доживает только незначительная часть первоначально введенных в ловушку ионов. Потери ионов и низкая относительная интенсивность

получаемых ионов в сравнении с другими типами источников являются главными недостатками EBIS.

**1.2. Установки типа EBIS.** К настоящему времени в мире существует более десятка различных установок типа EBIS. Источники ионов с коротким электронным пучком длиной менее 10 см выделились в отдельное направление и получили название *Electron Beam Ion Trap (EBIT)*. Источники этого типа получили развитие в Lawrence National Laboratory в Livermore (см. пункт 1.6).

В нашу задачу не входит анализ всех вариантов конструкций. С подробностями технической реализации источников типа EBIS и EBIT можно познакомиться в монографиях, например [1], и в многочисленных статьях и докладах на конференциях по физике и источникам многозарядных ионов.

В этой главе мы рассмотрим основные физические принципы устройства, особенности образования и накопления высокозарядных ионов в EBIS. EBIT будет описан в последнем разделе этой главы.

Остановимся кратко на общих принципах действия EBIS. Электронно-лучевой источник представляет собой линейный ускоритель электронов с трубкой дрейфа. Электронный пучок сильно сфокусирован продольным магнитным полем. В зависимости от способа создания магнитного поля, EBIS разделяются на два основных типа источника — "теплый" EBIS и "холодный" или криогенный EBIS.

Устройство криогенного EBIS может быть проиллюстрировано (рис. 1.1) на примере KSU-CRYEBIS в Kansas University. Электронная пушка, состоящая из анода и катода (коллектора), создает электронный пучок, который попадает в трубку дрейфа, находящуюся внутри соленоида. Соленоид помещают обычно в магнитный экран. В сверхпроводящих вариантах источника все системы помещены в криостаты для жидкого гелия и жидкого азота. Электронный пучок попадает на электронный коллектор, а ионный пучок — на вытягивающий электрод.

Рассмотрим принцип действия наиболее успешного ионизатора KRION-2 на рис.1.2.

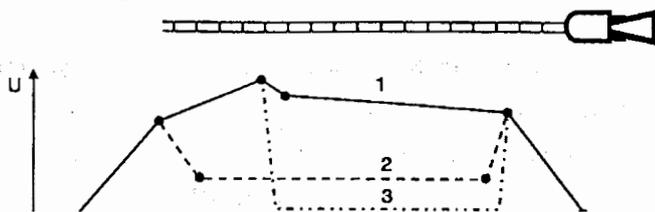


Рис. 1.2. Схема электронно-оптической системы и распределение электрического потенциала  $U$  вдоль дрейфовой структуры ионизатора KRION-2. 1 — режим вывода ионов, 2 — режим инжекции ионов рабочего вещества, 3 — режим удержания и ионизации

Криогенно-магнитная система ионизатора KRION-2 обеспечивает максимальную индукцию фокусирующего электронного пучка поля  $B = 2,25$  Тл на длине ионизатора 1,2 м. Катод электронной пушки диаметром 0,8 мм размещен в нарастающем по оси пучка магнитном поле соленоида, что обеспечивает компрессию электронного пучка до равновесного радиуса  $B = B_{\max}/6$ . Дрейфовая структура состоит из 25 изолированных секций. Рабочий газ, из которого образуются ионы, поступает внутрь 3-й секции. Поддерживаемая в трубке дрейфа в рабочем режиме температура 4,2 К обеспечивает давление остаточного газа меньше  $10^{-12}$  Торр.

На ионизаторе KRION-2 были получены следующие предельные параметры: энергия электронов — до 120 кэВ, плотность тока — до 1 кА на  $\text{см}^2$ , время ионизации несколько десятков секунд.

### 1.3. Образование и накопление многозарядных ионов в EBIS.

Собственный заряд электронного пучка EBIS служит ловушкой в поперечном направлении для положительно заряженных ионов. Для удержания ионов в

продольном направлении обычно создают распределение потенциала вдоль пучка с потенциальными барьерами на концах. В источниках типа KRION трубка дрейфа пучка выполнена в виде отдельных секций (рис. 1.2). К каждой секции может быть приложен свой независимый потенциал. Тем самым существует возможность управлять распределением потенциала вдоль пучка и осуществлять режимы инжекции, удержания или экстракции ионов в различных вариантах (например, режимы 1, 2 и 3 на рис. 1.2).

Глубина потенциальной ямы определяется распределением потенциала в поперечном сечении пучка. Конструкция катода электронной пушки в источнике KRION и сильное продольное магнитное поле обеспечивают плотность электронов в сечении пучка, близкую к равномерной. Распределение потенциала электрического поля в сечении пучка с постоянной плотностью определяются зависимостью

$$U(r) = \begin{cases} eN_e \left[ 2 \ln \frac{R}{a} + \left( 1 - \frac{r^2}{a^2} \right) \right], & r \leq a, \\ 2eN_e \ln \frac{R}{r}, & r > a, \end{cases} \quad (3.1)$$

где  $N_e$  — линейная плотность электронов в пучке;  $a$  — радиус пучка;  $R$  — радиус трубки дрейфа.

Значение потенциала  $U(r)$  может быть также выражено через ток пучка  $I_e$  и энергию электронов  $E_e$ :

$$U(r) = \begin{cases} \frac{I_e}{c} \sqrt{\frac{mc^2}{2E_e}} \left[ 2 \ln \frac{R}{a} + \left( 1 - \frac{r^2}{a^2} \right) \right], & r \leq a, \\ \frac{2I_e}{c} \sqrt{\frac{mc^2}{2E_e}} \ln \frac{R}{r}, & r > a, \end{cases} \quad (3.2)$$

здесь  $m$  — масса электрона,  $c$  — скорость света.

Например, глубина потенциальной ямы по отношению к краю пучка при  $I_e = 1$  А и  $E_e = 10$  кэВ составляет  $U = 150$  В. В то же время на поверхности трубки ( $r = R$ ) при  $R \gg a$  потенциал может оказаться в несколько раз выше.

Смещение оси пучка относительно центра сечения трубки дрейфа ведет к искажению профиля потенциала и уменьшению эффективной глубины потенциальной ямы (рис. 1.3). Это накладывает очень жесткие требования на точность изготовления и юстировки всей магнитной системы источника.

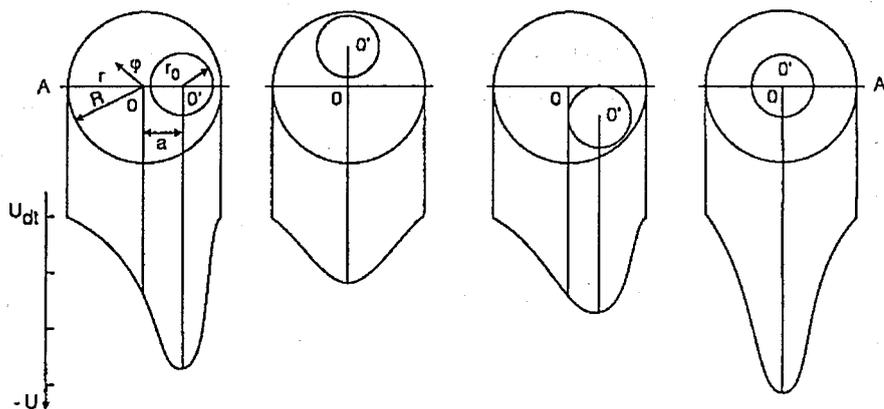


Рис. 1.3. Распределение радиального потенциала электрического поля в зависимости от положения пучка относительно оси трубки дрейфа в источнике

Из выражения (3.2) мы видим, что глубина потенциальной ямы в центре пучка относительно его границы ( $r = a$ ) определяется только линейной плотностью пучка или полным током электронов и не зависит от его диаметра.

Положительно заряженные ионы, двигаясь в потенциале (3.2), имеющем квадратичную зависимость от радиуса внутри пучка, совершают гармонические колебания с частотой

$$\omega_i^2 = \frac{iN_e r_e m c^2}{A M a^2},$$

здесь  $r_e$  — классический радиус электрона,  $A$  — массовое число,  $i$  — заряд иона,  $M$  — масса нуклона (протона или нейтрона).

Функция распределения ионов и ее первые моменты в электронных пучках с равномерной и гауссовой плотностями в электрическом поле рассматривались в [1].

Важной характеристикой любого ионного источника является возможный выход из него ионов. Количество ионов, получаемых в EBIS, зависит от емкости ионной ловушки, которая ограничена полным электрическим зарядом  $Q_e$  электронного пучка, где  $L$  — длина рабочей части электронного пучка,

$$Q_e = N_e L. \quad (3.3)$$

Соответственно, максимальное число ионов  $N$ , которое можно накопить в пучке,

$$N = N_i L = \frac{Q_e}{i}. \quad (3.4)$$

Здесь  $N_i$  — линейная плотность ионов в пучке и  $i$  — средний заряд ионов в пучке. В реальных условиях число ионов должно быть в несколько раз меньше величины, даваемой выражением (3.4), иначе пространственный заряд электронов будет скомпенсирован ионным зарядом, и это приведет к исчезновению потенциальной ямы, создаваемой электронным пучком.

Исследование способности электронного пучка EBIS накапливать ионный заряд было проведено в ряде экспериментальных работ. Определялось количество ионов, получаемых в источниках KRION, в зависимости от величины потенциального барьера на концах пучка. Варьируя значение потенциала на концах трубки дрейфа, можно изменять глубину потенциальной ямы в продольном направлении, а следовательно, и емкость ионной ловушки.

Результаты измерений для различных энергий электронного пучка приведены на рис. 1.4. Увеличение запирающего напряжения  $U$  на концах пучка практически линейно увеличивает емкость ловушки. Однако при некотором значении  $U$  рост накопленного заряда прекращается.

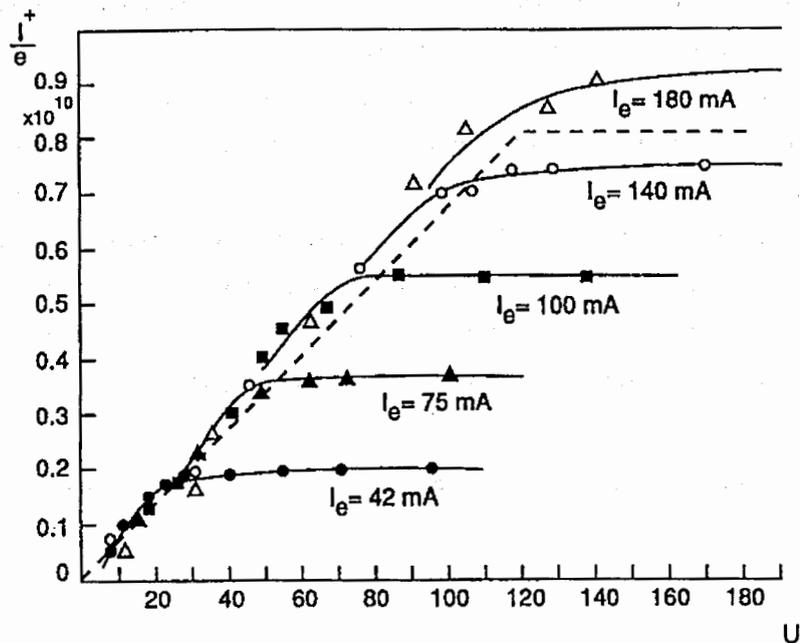


Рис. 1.4. Зависимость емкости ионной ловушки (максимального накопленного заряда ионов) от продольного запирающего потенциала  $U$  при различных значениях тока электронного пучка

Можно предположить, что насыщение наступает при равенстве высоты продольного барьера величине поперечного потенциала пучка, и дальнейшее увеличение запирающего напряжения  $U$  не приводит к увеличению эффективной глубины и емкости потенциальной ямы. На рис. 1.5 показана зависимость потенциала запираения  $U_i$  от тока электронного пучка при насыщении величины накопленного заряда. Полученный в этих измерениях линейный закон изменения потенциала запираения находится в полном соответствии с формулой (3.3), так как число электронов в пучке определяется его током. Одной из главных задач при создании источников EBIS было получение ионов особо высоких зарядностей.

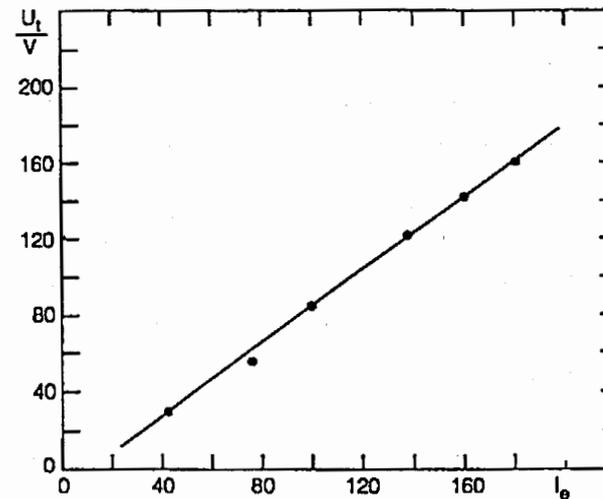


Рис. 1.5. Зависимость глубины потенциальной ямы в пучке от электрического тока пучка

Это вызвало необходимость добиваться как можно больших значений фактора ионизации  $j\tau$ , а следовательно, и плотности тока электронов  $j$ .

Необходимые значения величины  $j\tau$  для получения ионов инертных газов и урана были приведены в I части лекций на рис. 10. Мы видим, что получение полностью ионизированных атомов ксенона требует фактора ионизации  $j\tau > 1 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-2}$  при энергии электронного пучка более 50 кэВ. Для образования атомов урана  $U^{92+}$ , полностью лишенных атомной оболочки, необходимо уже  $j\tau > 1 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-2}$  при энергии электронов около 200 кэВ. Оптимальной же энергией для удаления последней оболочки урана является энергия не менее 300 кэВ.

Само по себе создание прецизионных сильно сфокусированных электронных пучков непрерывного действия с энергией в сотни кэВ является сложной технической задачей. Но, кроме того, любопытно отметить, что проблема достижения  $j\tau \cong (1 \dots 2) \cdot 10^{24} \text{ см}^{-2}$ , необходимого для получения полностью ионизированного урана  $U^{92+}$ , оказывается сравнимой с проблемой управляемого термоядерного синтеза. Действительно, в этом случае фактор удержания ионов в электронном пучке  $n_e\tau$  достигает величины  $10^{14} \text{ см}^{-2} \text{ с}$  и

оказывается равным критерию Лоусона для самопротекающей термоядерной реакции в дейтерий-третиевой плазме.

В I части лекций говорилось о том, что максимально достижимая зарядность ионов в источниках многозарядных ионов определяется не только энергией электронов и фактором ионизации, но также и плотностью нейтралов или давлением остаточного газа в рабочей области источника. Это вызвано уменьшением сечения ионизации, с одной стороны, и ростом сечения перезарядки — с другой — при увеличении зарядности накапливаемых ионов. В результате рост степени ионизации в пучке прекращается и выходит на стационарное значение.

Это хорошо видно на рис. 12 в I части лекций, где было показано влияние остаточного газа на средний заряд получаемых ионов ксенона и урана.

Результаты I части лекций позволяют оценить требуемое давление остаточного газа в электронном пучке. Так, при энергии электронов  $E_e = 100$  кэВ и плотности тока в пучке  $j = 1000$  А см<sup>-2</sup> для получения ядер ксенона необходимо давление остаточного газа  $P = 10^{-12}$  Торр. В настоящее время такой вакуум можно обеспечить только криогенными системами.

Общей тенденцией развития электронно-лучевых источников, как и всех ионных источников вообще, является стремление увеличить плотность электронов. При плотности электронов  $n_e > 1 \cdot 10^{12}$  см<sup>-3</sup>, характерных, например, для EBIS, рекомбинация электронов пучка на высокозарядных ионах становится существенным фактором, ограничивающим ионный заряд.

Наравне с энергией электронов важнейшей характеристикой пучка является его ток. Эта величина определяет емкость электронной ловушки EBIS и плотность тока в пучке. Для непрерывных во времени электронных пучков, которые используются в EBIS, полный ток электронов обычно ограничен значением около одного ампера. Большой ток, как правило, не удается получить в силу ряда технических проблем, а также из-за возникновения различных пучковых неустойчивостей. Увеличение длины пучка увеличивает емкость ловушки и повышает опасность возникновения неустойчивостей.

Неустойчивости увеличивают поперечные размеры электронного пучка и могут приводить к нагреву и потерям накопленных ионов. Условия возникновения неустойчивостей в EBIS в зависимости от параметров пучка и индукции внешнего продольного магнитного поля были исследованы в Lawrence Berkeley Laboratory.

Сильное магнитное поле способно подавить развитие пучковых неустойчивостей. Было показано, что для стабилизации возникновения колебаний в пучке резонансных гармоник, необходимое значение продольной индукции магнитного поля определяется выражением

$$B > \frac{jmc f \lambda}{2E_e}, \quad (3.5)$$

где  $f$  — фактор нейтрализации пучка, и резонансная длина волны

$$\lambda = 2 \sqrt{\frac{\pi E_e}{r n_e j m c^2}}.$$

При плотности тока  $j = 1$  кА см<sup>-2</sup> и энергии пучка  $E_e = 10$  кэВ необходимое значение индукции магнитного поля составляет около 10 кГс.

Высокая плотность электронного тока, необходимая для получения высокозарядных ионов в EBIS, достигается магнитной компрессией электронного пучка. В источниках KRION магнитная компрессия имеет величину около десяти. Сильное продольное магнитное поле и высокая энергия электронов увеличивают предельное значение электронного тока в пучке.

Процессы накопления высокозарядных ионов в EBIS наиболее детально исследовались на установке KRION и KRION-2 в Дубне. В этих экспериментах варьировались энергия электронов, время удержания и обдирки ионов в электронном пучке. После экстракции ионов из ловушки анализировался их зарядовый состав.

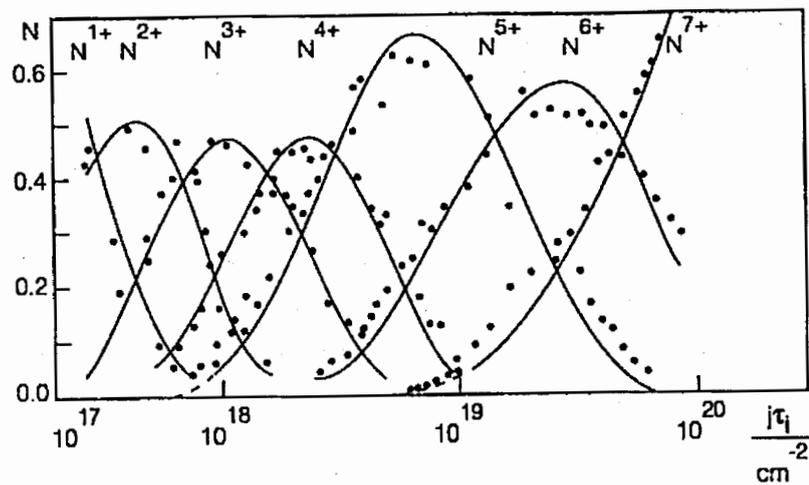


Рис.1.6. Динамика зарядового распределения ионов азота электронно-лучевом источнике

На рис. 1.6, в качестве примера, показана точками эволюция зарядового распределения ионов азота при энергии электронов  $E_e = 5,45$  кэВ. Полученные результаты позволили решением обратной задачи для уравнений зарядового баланса восстановить по известным зарядовым распределениям в разные моменты времени сечения ионизации. Этим методом впервые были определены сечения ионизации для всех зарядовых состояний ионов C, N, O, Ne и Ar в области энергий несколько кэВ.

Сечения приведены на рис. 1.7 в сравнении с сечениями, рассчитанными по формуле Лотса (1.8) в I части лекций, и с другими экспериментальными значениями.

На рис. 1.6 сплошными линиями изображена также расчетная эволюция зарядовых распределений ионов азота. В этих расчетах были использованы приведенные на рис. 1.7 сечения ионизации, найденные экспериментально.

Безусловный интерес для физики многозарядных ионов представляют также впервые измеренные подобным образом сечения ионизации водородоподобных ионов газообразных элементов до аргона ( $Z=18$ ). Эти сечения, в сравнении с расчетами, мы использовали в I части лекций (рис. 2).

В-19642

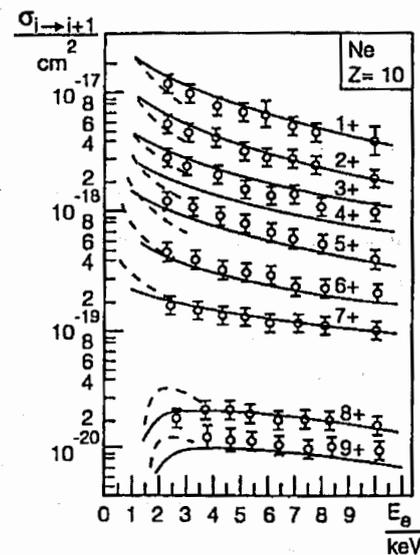
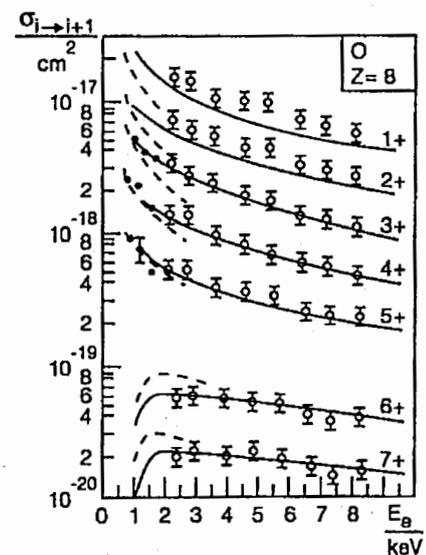
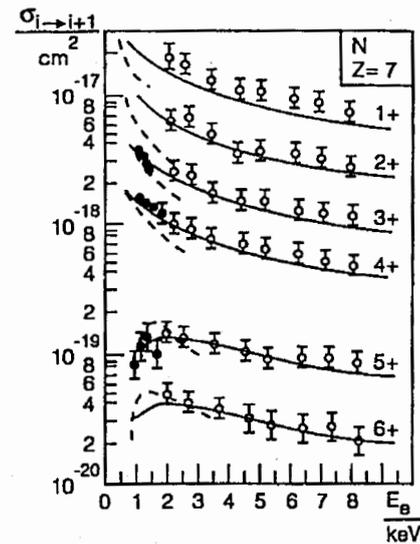
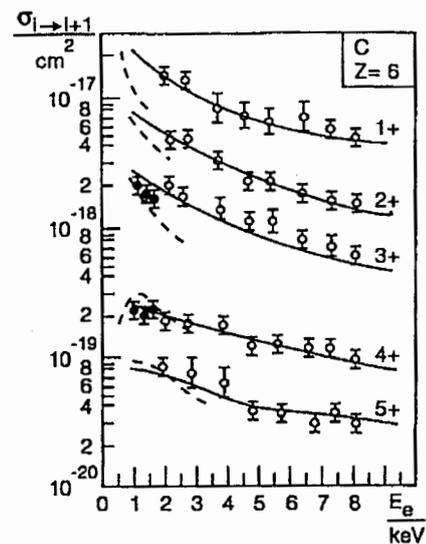


Рис. 1.7. Сечения ионизации зарядовых состояний ионов C, N, O, Ne, определенные на основе экспериментальных данных по накоплению ионов в EBIS (отмечены кружками), в сравнении с вычислениями по формуле Лотса (сплошная кривая)

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Позднее, на ионизаторе KRION-2, были выполнены измерения энергетической зависимости эффективных сечений перезарядки (подхвата) электрона при столкновениях ядер C, N, O и Ne с молекулами водорода.

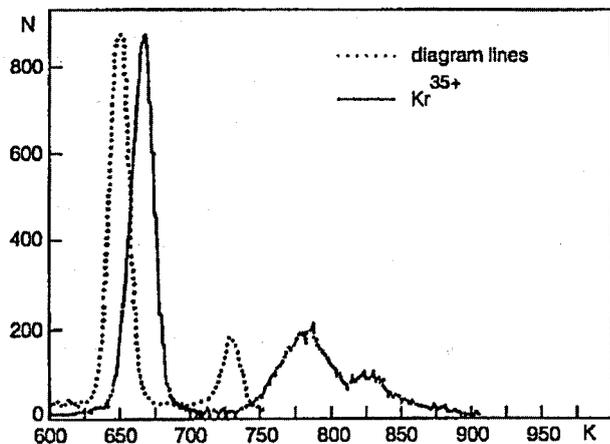


Рис. 1.8. Рентгеновский спектр при взаимодействии ионов  $Kr^{35+}$  с поверхностью твердого тела

Возможность получения медленных пучков высокозарядных ионов в EBIS сделала осуществимым проведение принципиально новых исследований взаимодействия почти полностью ионизированных атомов с поверхностью твердой мишени. В результате этого взаимодействия происходит процесс мгновенной нейтрализации иона, при котором большое число электронов захватывается на высоковозбужденные оболочки. Образуется сверхвозбужденный атом с большим числом вакансий на внутренних уровнях. Энергия возбуждения снимается каскадом Оже (Auger) радиационных переходов. При этом наблюдается сильный сдвиг по энергиям характеристических рентгеновских линий относительно положения линий в нейтральных атомах. В экспериментах на KRION-2 были изучены взаимодействия ионов  $Ag^{17+}$  и  $Kr^{36+}$  и с твердыми мишенями. На рис. 1.8 показан рентгеновский спектр  $Kr^{35+}$  при нейтрализации на мишени.

В исследованиях на ионизаторах KRION был накоплен большой экспериментальный материал. Мы видим, что измерения и расчеты, как правило, находятся в хорошем согласии друг с другом.

#### 1.4. Ионные потери в электронно-лучевых источниках ионов.

Электронно-лучевые источники ионов отличаются большим временем удержания высокозарядных ионов в образованной собственным зарядом электронного пучка ловушке. В течение нескольких секунд захваченные в ловушку ионы, помимо ионизации, подвергаются постоянным упругим кулоновским столкновениям. Мы видели во II части лекций, что это приводит к увеличению энергии колебательного движения ионов как в продольном, так и в поперечных направлениях. В результате амплитуды колебаний возрастают, они могут превысить радиус пучка, и, в конце концов, ионы будут потеряны из ловушки.

Пусть ионы образуются в результате ионизации электронным ударом из нейтрального газа непосредственно в самом электронном пучке. Выше было показано, что плотность электронов в сечении электронного пучка EBIS можно приближенно считать постоянной величиной. Тогда, используя в выражении для средней энергии значения среднеквадратичных размеров и скоростей ионных компонент, можно получить, что средняя полная энергия поперечных колебаний многозарядных ионов, без учета нагрева, определяется как [1]

$$E_i = \sqrt{\frac{i}{\pi}} N_e r_e m c^2 (1 - f), \quad (3.6)$$

где  $f = \sum_{i=1}^Z \frac{iN_i}{N_e}$  — фактор нейтрализации электронного пучка ионами.

Из (3.1) следует, что максимальная энергия, при которой ионы с зарядом  $I$  остаются в объеме электронного пучка с радиусом  $a$ , может быть записана в следующем виде:

$$E_a = iN_e r_e m c^2 (1 - f). \quad (3.7)$$

Аналогично можно определить максимальную энергию для всей трубки дрейфа радиусом  $R$ :

$$E_R = (iN_e r_e m c^2 2 \ln(R/a) + 1)(1 - f). \quad (3.8)$$

Как правило,  $E_R$  сильно превосходит  $E_a$ . Например, если  $R = 10a$ , то  $E_R = 5,6 E_a$ . В то же время если ионизация происходит без нагрева ионов, то  $E_a$  для высокозарядных ионов может быть гораздо больше, чем  $E_i$ . Нагрев ионов либо электронами, либо в силу каких-то других причин увеличивает энергию ионов и их амплитуды колебаний. При энергии иона выше, чем  $E_a$ , амплитуда колебания превышает размеры пучка и ион часть времени проводит вне электронного пучка. При достижении энергии иона величины  $E_R$  он попадает на стенку трубки дрейфа и теряется из источника.

Согласно зависимости потенциала электрического поля от радиуса (3.1) сила  $F$ , действующая на вылетевший из пучка ион, уменьшается с увеличением радиуса как  $1/r$  (внутри пучка  $F = 2ieN_e r/a^2$ ). В силу того, что скорость движения ионов снаружи гораздо ниже, чем внутри пучка, вылетевший из пучка ион большую часть своего времени проводит вне пучка.

Можно показать, интегрируя уравнение движения иона в поле (3.1), что при полной энергии иона, например,  $E = 2E_a$ , две трети своего времени он проводит за пределами пучка. При  $E = 5E_a$  только 5% времени ион находится внутри пучка. Сильное продольное магнитное поле, которое всегда присутствует в электронно-лучевых ионных источниках, делает эту величину еще меньше.

Вылетевшие из электронного пучка ионы перестают подвергаться дальнейшей ионизации и нагреву электронами. В результате при увеличении энергии выше  $E$  ионы мало времени проводят внутри пучка, и их нагрев быстро замедляется.

Приведенные рассуждения позволяют сделать вывод, что полный уход иона из ионного источника в результате того, что его энергия достигла величины  $E_R$  при  $E_R \gg E_a$  и амплитуда колебаний увеличилась до радиуса трубки дрейфа  $R$ , есть крайне маловероятное событие. С другой стороны, вылетевший из пучка ион

сам перестает оказывать влияние на электроны и другие ионы и не участвует в коллективном движении заряженных частиц в пучке. Строгий анализ условий потерь ионов из линейных электронных пучков показал, что, с хорошей степенью точности, ионы, получившие энергию выше  $E_a$ , могут рассматриваться как ионы, потерянные из пучка.

Будем считать энергию  $E_m$ , выше которой ионы теряются из пучка, граничной энергией для ионов, и в силу вышесказанного, положим  $E_m = E_a$ .

Интенсивные ионные потери являются одной из основных проблем, возникающих при работе EBIS. К концу времени удержания высокозарядных ионов, составляющего обычно несколько секунд, в пучке остается только ничтожная часть от первоначально введенных ионов рабочего вещества.

Согласно результатам II части лекций характерное время нагрева ионов в электронном пучке в результате упругих кулоновских столкновений определяется зависимостью

$$\tau_{ie}^+ = \frac{A_i M E_i}{2\pi i^2 m^2 c^4 r_e^2 n_e L} \sqrt{\frac{E_e}{2m}}, \quad (3.9)$$

Здесь  $L$  — кулоновский логарифм (см. II часть лекций).

Оценка времени нагрева ионов по формуле (3.9) для характерных для EBIS параметров, например, энергия пучка  $E_e = 100$  кэВ, ток пучка  $I = 0,1$  А, радиус пучка  $a = 0,015$  см, в случае ионов Хе дает величину около 1 с.

Полученные оценки времени нагрева ионов только отчасти объясняют существующие ионные потери. Реальное уменьшение числа высокозарядных ионов происходит гораздо быстрее.

Без сомнения, интенсивные потери ионов в EBIS в некоторых случаях могут быть вызваны возникновением электронно-ионных неустойчивостей. Но неустойчивости возникают только при определенных условиях, а потери происходят всегда. Чтобы понять их природу, воспользуемся результатами II части лекций.

В электронно-ионных пучках происходят не только электронно-ионные упругие столкновения, но и столкновения ионов между собой. Причём частота столкновений ионов друг с другом гораздо выше, чем между электронами и ионами. Характерное время столкновений между двумя различными ионными компонентами и установления равновесия между ними определяется формулой (2.64) во II части. Перепишем это выражение для двух одинаковых типов ионов, предположив, что все ионы имеют равные температуры  $T_i$ , и получим

$$\tau_{ii} = \frac{3}{4} \sqrt{\frac{A_i M}{\pi}} \frac{T_i^{3/2}}{i^4 m^2 c^4 r_e^2 L n_i}. \quad (3.10)$$

Это выражение может служить для оценки частоты столкновений между однотипными ионами. Кроме того, его можно использовать и для определения времени установления равновесного распределения внутри одной ионной компоненты. С точностью до небольшого численного множителя оно совпадает с формулой (2.64) при  $i=k$  во II части лекций. Мы знаем, что равновесное распределение возникает в результате упругих столкновений заряженных частиц и является функцией распределения Больцмана по энергиям частиц

$$f_i(E_i) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{T_i} \sqrt{\frac{E_i}{T_i}} \exp\left(-\frac{E_i}{T_i}\right). \quad (3.11)$$

Время установления равновесной функции распределения ионов оказывается относительно очень малым, особенно для высокозарядных ионов, в силу низкой энергии ионов в электронных пучках EBIS. Например, для ионов  $\text{Xe}^{50+}$  в электронном пучке с параметрами, приведенными выше, при плотности ионов  $n_i = 3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3}$  получим  $\tau_{ii} = 10^{-6} \text{ с}$ . Таким образом, равновесная или, что является тем же самым, стационарная функция распределения устанавливается почти мгновенно.

Распределение Больцмана (3.11.) имеет ту характерную особенность, что даже при средней энергии или температуре ионов  $T \ll E_m$  всегда существует хотя бы небольшое число ионов  $\Delta N_i$  с энергией выше, чем  $E_m$ .

Это может быть проиллюстрировано на рис.1.9, где изображено распределение Больцмана для температуры ионов  $T_i$ . На этом рисунке приведены

значения граничной энергии  $E_m = ieU$  для ионов разной зарядности. Здесь  $U = ieU$  — потенциал электрического поля на границе пучка.

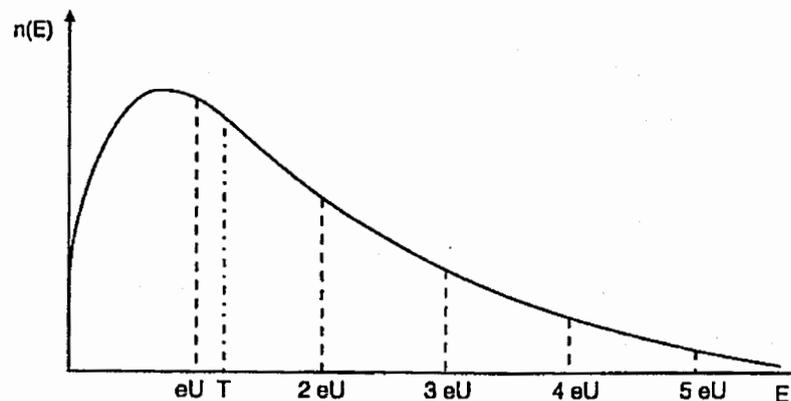


Рис. 1.9. Распределение Больцмана для температуры ионов  $T_i$ . Пунктиром приведены граничные энергии в удерживающем потенциале  $U$  для зарядовых состояний с  $i = 1, 2, 3, 4, 5, \dots$

Величина  $\Delta N_i$  может быть легко найдена интегрированием функции распределения (3.11):

$$\Delta N_i = N_i \int_{E_m}^{\infty} f_i(E) dE = \frac{2N_i}{\sqrt{\pi}} \Gamma\left(\frac{3}{2}, \frac{E_m}{T_i}\right), \quad (3.12)$$

где  $\Gamma(\alpha, X)$  есть неполная  $\gamma$ -функция.

Как было установлено, ионы с энергией выше  $E_m$  считаются потерянными из пучка. В этом случае функция распределения становится отличной от распределения Больцмана и перестает быть стационарной. Однако за время  $\Delta t \cong \tau_{ii}$  столкновения частиц приведут к перераспределению энергии между частицами и постановлению стационарной функции распределения ионов в пучке. Опять появятся ионы с энергией выше  $E_m$ , которые снова уйдут из пучка и т. д.

Таким образом, мы имеем постоянные потери ионов при любой их средней энергии. Эти потери будут происходить даже без дополнительного нагрева ионной компоненты. Скорость потерь определяется отношением температуры ионов к граничной энергии ионов в пучке, в нашем случае величиной  $T_i/E_m$ .

Кроме того, если  $T_i/E_a \ll 1$ , то  $\Delta N_i/N_i \ll 1$ , скорость относительных потерь невелика, и в каждый момент времени функция распределения ионов мало отличается от стационарного распределения Больцмана (3.11).

Этот процесс может быть описан кинетическим уравнением для ионов с учетом упругих кулоновских столкновений и уравнением баланса для энергии ионов. Точное решение этих уравнений требует использования численных методов решения. Но приближенные качественные оценки могут быть сделаны гораздо проще.

Мы видим, что каждый раз за время  $\Delta t$  образуется и теряется  $\Delta N_i$  ионов с энергией выше  $E_m$ . Следовательно, скорость потерь ионов может быть определена следующим уравнением:

$$\frac{dN_i}{dt} = -\frac{\Delta N_i}{\Delta t} \quad (3.13)$$

Проинтегрировав это уравнение, используя при этом значения  $\Delta N_i$  и  $\Delta t$  из (3.10) и (3.12) соответственно, можно получить зависимость числа ионов в пучке от времени

$$N_i = \frac{N_{i0}}{(1+t/\tau_i)}, \quad (3.14)$$

где

$$\tau_i = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi A_i M N_e}{2imr_e}} \frac{a^2 N_e}{i^2 N_{i0} c L} \left(\frac{T_i}{E_m}\right)^2 \exp\left(\frac{E_m}{T_i}\right) (1-f)^{3/2} \quad (3.15)$$

есть характерное время, определяющее скорость ионных потерь.

При выводе (3.15) были использованы асимптотические свойства Г-функции при больших значениях аргумента.

Величина  $\tau_i$  может рассматриваться также как характерное время жизни ионов в электронном пучке. За это время теряется примерно половина удерживаемых ионов.

В таблице приведены значения  $\tau_i$  в зависимости от отношения  $T_i/E_m$  для ионов аргона, криптона, ксенона и урана. Расчеты проведены для электронного

пучка с параметрами линейная плотность электронов  $N_e = 3 \cdot 10^8 \text{ см}^{-1}$ , радиус пучка  $a = 0,015 \text{ см}$ , фактор нейтрализации  $f = 0,5$ .

Результаты, приведенные в таблице, показывают, что даже при температуре ионов в  $\tau_i$  раз меньше, чем граничная энергия ионов в пучке, за время удержания в течение нескольких секунд большая часть ионов оказывается потерянной из пучка. Дополнительный нагрев ионов электронами только усиливает этот эффект. Тем самым учет реального экспоненциального распределения ионов по энергиям в пучке может объяснить наблюдаемые потери ионов в электронно-лучевых источниках.

Приведенные в таблице значения оказываются, в первом приближении, справедливыми для широкого диапазона параметров электронно-ионных пучков. Характерные времена  $\tau_i$  определяются, главным образом, экспоненциальной зависимостью от отношения  $T_i/E_m$  в формуле (3.15) и поэтому мало чувствительны к изменению других величин, например, параметров пучка.

Характерное время жизни ионов (в сек.) в зависимости от отношения  $T_i/E_m$  для ионов Ar, Kr, Xe и U

$T_i/E_m$	Аргон	Криптон	Ксенон	Уран
0,5	$4,7 \cdot 10^{-5}$	$2,4 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-5}$	$1,0 \cdot 10^{-5}$
0,2	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$7,7 \cdot 10^{-5}$	$5,3 \cdot 10^{-5}$	$3,2 \cdot 10^{-5}$
0,1	$5,6 \cdot 10^{-3}$	$2,9 \cdot 10^{-3}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$
0,07	0,37	0,19	0,13	0,078
0,05	31	16	11	6,5
0,04	2900	1500	1000	620

Следует отметить, что при выходе (3.14), (3.15) не было учтено постепенное снижение температуры при уходе из пучка самых "горячих" ионов. Такое "охлаждение" ионной компоненты при "испарении" части ионов должно со временем замедлять ионные потери. Тем не менее величина  $\tau_i$  может служить в качестве критерия и определять момент начала интенсивных потерь ионов.

**1.5. Охлаждение тяжелых многозарядных ионов.** Было предложено использовать ионы низкой зарядности для охлаждения тяжелых многозарядных ионов с целью предотвращения их потерь из электронного пучка в EBIS. Суть метода ионного охлаждения, или как его еще называют в литературе, посвященной EBIT, "испарительного охлаждения", заключается в том, что в электронный пучок, в котором удерживаются тяжелые высокозарядные ионы, вводят ионы с низкими зарядностями.

Упругие столкновения ионов с разными зарядами и массами друг с другом приводят к установлению равновесных распределений для каждого типа ионов в отдельности и, что самое важное, к равновесию между всеми ионными компонентами. Согласно законам термодинамики распределение всех ионов по энергиям должно удовлетворять распределению Больцмана с общей для всех ионов температурой. В то же время распределение внутри каждой отдельно взятой компоненты тоже должно подчиняться закону Больцмана с одинаковой, общей для всех температурой. Характерное время установления равновесного распределения определяется выражением (2.64) во II части лекций и по-прежнему имеет микросекундный масштаб времени для электронных пучков EBIS.

Малозарядные и многозарядные ионы, имея одинаковую температуру, в то же время имеют разные граничные энергии. Граничные энергии ионов в потенциальной яме электронного пучка зависят от их заряда (3.7). Малозарядные ионы имеют низкие граничные энергии, а высокозарядные ионы — высокие граничные энергии в пучке. Следовательно, и условия потерь, и времена жизни для них имеют отличия. Легкие малозарядные ионы живут в пучке мало и быстро теряются. И если начальная энергия малозарядных ионов была меньше энергии

многозарядных ионов, то в результате столкновений малозарядные ионы нагреваются и уходят из пучка или, как это было точно определено с физической точки зрения в работах по EBIS, испаряются. Теряясь из ловушки, малозарядные ионы уносят с собой энергию, а многозарядные ионы охлаждаются, и их время жизни в пучке возрастает.

Для удобства дальнейшего изложения введем обозначения. Будем обозначать величины, имеющие отношение к тяжелым многозарядным ионам, индексами "1", а величины, относящиеся к малозарядным ионам, индексами "2". Пусть первоначально средняя энергия (или температура) тяжелых многозарядных ионов в ловушке, образованной электрическим зарядом электронного пучка, была равна  $E_1$ . (Когда речь идет о равновесных распределениях частиц, физические понятия "средняя энергия" и "температура" по сути своей совпадают и отличаются по величине только небольшим численным коэффициентом, близким к единице, не представляющим принципиального значения для нашего рассмотрения.) Предположим далее, что в пучок попадают (инжектируются снаружи или образуются в результате ионизации электронным ударом в самом пучке) малозарядные ионы со средней энергией  $E_2$ . После выравнивания энергий установится общая средняя энергия

$$E = \frac{E_1 N_1 + E_2 N_2}{N_1 + N_2}. \quad (3.16)$$

Очевидно, что в качестве охлаждающих ионов предпочтительнее использовать легкие ионы, у которых предельный заряд и граничная энергия остаются небольшими. При использовании для охлаждения малозарядных ионов средних и тяжелых элементов существует опасность, что, не успев уйти из пучка, они будут ионизованы до такой степени, что их граничная энергия станет сравнимой с граничной энергией тяжелых ионов рабочего вещества, и способность к охлаждению пропадет.

Для того чтобы поддерживать среднюю энергию тяжелых ионов на низком уровне и постоянно отводить из источника энергию, приобретаемую ионами в результате нагрева электронами, необходим постоянный приток легких ионов для охлаждения. В этом случае в источнике установится равновесие, условия

которого будут зависеть от зарядности и скорости притока легких ионов. Установленные параметры должны определяться условиями баланса для числа и полной энергии всех типов ионов в пучке.

Например, для того чтобы в источнике типа KRION охлаждать высокозарядные ионы ксенона и отводить энергию, получаемую ими в результате нагрева электронами, достаточно каждые 10 мс инжектировать  $3 \cdot 10^5 \text{ C}^{3+}$  ионов в расчете на каждый сантиметр длины электронного пучка.

Однако, как мы видели выше, для успешного получения высокозарядных ионов недостаточно только отводить энергию нагрева электронов. Для удержания ионов в электронном пучке в течение секунд или даже десятков секунд оказывается необходимым поддерживать энергию ионов на очень низком уровне. Таблица показывает, что энергия высокозарядных ионов должна быть в 20–25 раз ниже энергии, граничной для них. В то же время охлаждающие ионы должны быть подобраны так, чтобы быстро уходить из пучка и эффективно отводить энергию тяжелых ионов. Следовательно, их средняя энергия должна быть близка к соответствующей для них граничной энергии. Отсюда следуют два соотношения, позволяющие определить допустимое отношение средних зарядностей ионов рабочего вещества и охлаждающих ионов:

$$E = (0,04 \dots 0,05) E_{m1} = (0,04 \dots 0,05) Z_1 N_e r_e m c^2,$$

$$E = (0,2 \dots 0,5) E_{m2} = (0,2 \dots 0,5) Z_2 N_e r_e m c^2,$$

где  $Z_1$ ,  $Z_2$  и  $E_{m1}$ ,  $E_{m2}$  — ионные зарядности и соответствующие им граничные энергии для ионов рабочего вещества и охлаждающих ионов. Откуда получаем  $Z_2 = (0,1 \dots 0,2) Z_1$ , а в некоторых случаях даже  $Z_2 = 0,05 Z_1$  в зависимости от условий охлаждения и заряда удерживаемых ионов.

Таким образом, мы получили, что для эффективного охлаждения необходимо одновременное выполнение двух противоречивых требований:

– согласно (2.63) II части лекций охлаждающие ионы  $N_2$  должны иметь по возможности высокий заряд для того, чтобы быстрее обмениваться энергией с ионами рабочего вещества  $N_1$ ;

– охлаждающие ионы  $N_2$  должны иметь по возможности меньший заряд  $Z_2 \ll Z_1$  для того, чтобы быстрее теряться из пучка, унося с собой энергию тяжелых ионов.

Суммируя, можно записать условия эффективного ионного охлаждения, используя принятые обозначения

$$\tau_{11}, \tau_{22}, \tau_{12} < \tau_2 \ll \tau_1 \cong \tau_c, \quad (3.17)$$

где  $\tau_{11}$ ,  $\tau_{22}$ ,  $\tau_{12}$  — характерные времена установления равновесных распределений среди тяжелых и легких ионов и обмена энергией между разными типами ионов;  $\tau_1$ ,  $\tau_2$  — характерные времена жизни тяжелых и легких ионов соответственно;  $\tau_c$  — необходимое время удержания тяжелых высокозарядных ионов.

Удовлетворить этим условиям можно, используя для охлаждения только самые легкие ионы.

В качестве очень убедительного примера ионного охлаждения могут служить эксперименты на EBIS во Франкфурте-на-Майне. Накопление ионов происходило из остаточного газа с давлением  $5 \cdot 10^{-10}$  мбар. Парциальное давление аргона составляло  $2 \cdot 10^{-10}$  мбар. Согласно оценкам, пучок должен был быть нейтрализован накопленными ионами примерно за 0,2 с.

Как и следовало ожидать, в начальный период времени в пучке преобладали малозарядные ионы из остаточного газа. Это, по всей видимости, ионы азота, кислорода и углерода. После 100 мс удержания в электронном пучке начинали доминировать многозарядные ионы аргона, которые постепенно вытесняли легкие ионы. Судя по всему, легкие ионы нагревались и уходили из пучка, а ионы аргона занимали их место.

Результаты работы, кроме экспериментального подтверждения процесса нагрева и охлаждения ионов в результате упругих кулоновских столкновений, позволяют сделать очень важный вывод о том, что при накоплении ионов в электронных пучках, при плохих вакуумных условиях и в случае полной нейтрализации объемного заряда электронного пучка многозарядные ионы сохраняются в пучке лучше всего.

**1.6. Электронно-лучевая ионная ловушка EBIT.** Задуманный вначале как источник для ускорителей тяжелых ионов, электронно-лучевой источник EBIS нашел более успешное применение для исследований по атомной физике многозарядных ионов. Но оказалось, что некоторые особенности конструкции EBIS затрудняют его использование при изучении высокозарядных ионов. Сплошной соленоид, вдоль всего пучка создающий продольное магнитное поле, препятствует наблюдению за ионами в течение времени удержания. Относительно большая длина электронного пучка увеличивает емкость ионной ловушки, но приводит к трудностям при создании продольного магнитного поля проводки и фокусировки пучка, повышает опасность возникновения пучковых неустойчивостей.

В Lawrence Livermore National Laboratory в 1986 г. было начато создание источника, специально предназначенного для исследования высокозарядных ионов и изучения их взаимодействий с быстрыми электронами электронного пучка. Главной особенностью нового источника явились короткий электронный пучок длиной 10 см и очень короткая ионная ловушка длиной всего 2 см. Это позволило отказаться от сплошного соленоида вдоль всего пучка. Магнитная фокусировка электронного пучка осуществляется двумя сверхпроводящими катушками. Между катушками в средней секции трубки дрейфа находятся специальные окна для наблюдения рентгеновского излучения из ловушки в течение времени удержания ионов. Благодаря небольшой длине всей электронно-оптической системы удалось значительно увеличить компрессию электронного пучка и уменьшить размеры установки. Учитывая особенности конструкции, новый источник высокозарядных ионов назвали *Electron Beam Ion Trap (EBIT)*.

EBIT оказался очень удачной установкой, и за несколько лет на нем было проведено большое количество уникальных экспериментов, в том числе, измерение сечений возбуждения и ионизации ионов электронным ударом; измерение уровней энергии ионов и лэмбовского сдвига; изучение взаимодействия высокозарядных ионов с поверхностью твердого тела; исследование непосредственно ионной ловушки и условий образования и накопления ионов.

Специальные исследования были посвящены ионному охлаждению как основному средству предотвращения ионных потерь и повышения их зарядности. Всего за несколько лет было опубликовано множество работ по EBIT, большая часть которых собрана и издана отдельным изданием в Livermore.

Можно заключить, что EBIT выделился в самостоятельное направление среди источников высокозарядных ионов и поэтому заслуживает особого внимания.

Конструкция EBIT предусматривает регистрацию рентгеновского излучения высокозарядных ионов из рабочей области источника в течение всего времени удержания ионов.

Для регистрации рентгеновского излучения используется кристалл-дифракционный спектрометр. Позднее в состав исследовательской установки была включена система экстракции ионов и масс-спектрометр. Это расширило возможности исследований ион-атомных процессов и позволило проводить прямые измерения зарядовых распределений ионов и процессов при взаимодействии высокозарядных ионов с поверхностью твердого тела.

Устройство EBIT изображено на рис. 1.10. Электронная пушка создает электронный пучок с током до 200 мА, который ускоряется электрическим потенциалом, приложенным к трубкам дрейфа. Продольное магнитное поле напряженностью 3 Тл сжимает электронный пучок до радиуса  $a = 30$  мкм. Это обеспечивает плотность тока в сжатом пучке до  $6000 \text{ А/см}^2$ . Продольное фокусирующее магнитное поле создается двумя сверхпроводящими соленоидами.

Трубка дрейфа электронного пучка состоит из трех секций (рис. 1.10 и 1.11). В средней секции, расположенной между создающими магнитное поле соленоидами, имеются окна из бериллиевой фольги для регистрации рентгеновского излучения ионов из ловушки. Температура трубок дрейфа поддерживается на уровне температуры жидкого гелия. Это необходимо для создания вакуума в ионной ловушке не хуже чем  $10^{-12}$  Торр.

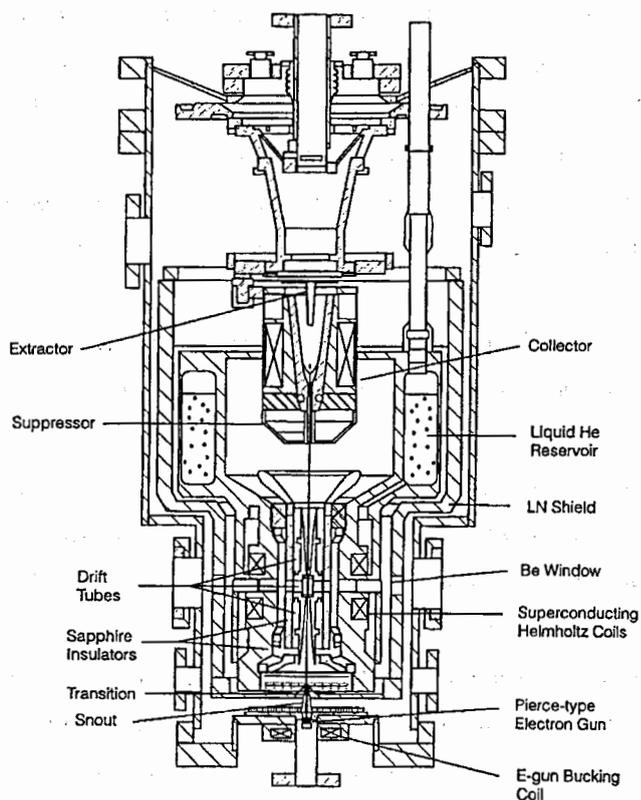


Рис. 1.10. Схема электронно-пучковой ловушки (EBIT)

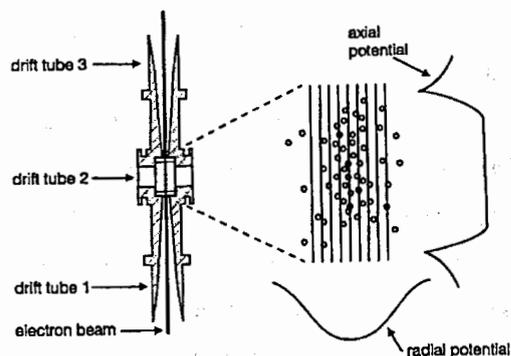


Рис. 1.11. Схематическое изображение электронного пучка, трубок дрейфа, распределения потенциала электрического поля по радиусу и вдоль пучка ионов, движущихся в электронном пучке EBIT

Ионы газообразных элементов образуются в ловушке в результате ионизации остаточного газа, состав которого контролируется и может включать в себя атомы тяжелых элементов. В случае необходимости в ловушку могут инжектироваться ионы металлов из специального ионного источника *MEVVA* (*Metallic Vapor Vacuum Arc*).

В радиальном направлении ионная ловушка создается, как обычно, электрическим зарядом электронного пучка. Продольное удержание ионов осуществляется распределением потенциала, приложенного между секциями трубки дрейфа (рис. 1.11). Глубина потенциальной ямы  $U_a$  между осью пучка и его боковой поверхностью составляет 10–20 В на заряд иона. Внутренний диаметр трубки дрейфа в центральной части равен 10 мм и уменьшается по краям до 3 мм. Тем самым потенциал на трубке дрейфа  $U_R \approx 200$  В и более чем в десять раз превышает  $U_a$ .

Продольные размеры ионной ловушки определяются длиной центральной секции трубки дрейфа и составляют всего около 2 см. Общая длина электронного пучка равна 10 см. Это позволило значительно увеличить компрессию пучка и повысить его устойчивость в отношении возникновения электронно-ионных неустойчивостей.

В коротком пучке EBIT удалось почти в десять раз повысить плотность электронного тока в сравнении с EBIS. Это, в сочетании с большим временем жизни ионов, которое практически не ограничено и доходило до 5 ч, увеличило фактор ионизации в EBIT в десятки раз. Все эти преимущества делают EBIT уникальным устройством для получения и изучения сверхвысокозарядных ионов.

Преимущества конструкции EBIT позволили провести целый ряд уникальных экспериментов и исследований характеристик многозарядных ионов. Количество проведенных исследований на EBIT уже так велико, а их результаты настолько интересны и важны для физики многозарядных ионов, что заслуживают специальной монографии. Здесь есть возможность в качестве иллюстрации привести лишь несколько примеров.

Все исследования на EBIT можно условно разделить на две части. К первой относятся измерения, проводимые при удержании ионов в ловушке. Ионы имеют

относительно низкую энергию движения в ловушке, и поэтому эффект Доплера мало искажает рентгеновское излучение возбужденных ионов. Это делает возможным проводить прецизионные спектроскопические исследования высокозарядных ионных состояний непосредственно в ионной ловушке в течение всего времени удержания.

Ко второй группе экспериментов можно отнести исследования с выведенным из источника пучком ионов. Это позволило проводить прямые измерения зарядовых состояний, получаемых в ионной ловушке, исследовать ион-атомные и ион-ионные столкновения, а также изучать столкновения высокозарядных ионов с поверхностью твердого тела.

Кроме того, были проведены экспериментальные исследования на установке Super-EBIT с энергией электронного пучка до 150 кэВ. Этот источник предназначен для получения полностью ионизованных зарядовых состояний самых тяжелых элементов. Поддержание запирающего потенциала в ионной ловушке этого источника на уровне потенциала на боковой поверхности пучка позволило повысить эффективность ионизации и охлаждения ионов и сократить необходимое для полной обдирки ионов время.

## 2. Источники ионов на электронно-циклотронном резонансе (ECR Ion Sources)

**2.1. Принцип действия источников ионов на электронно-циклотронном резонансе.** В рассмотренных выше ионных источниках образованные электронным ударом ионы удерживаются в потенциальной яме, созданной собственным зарядом электронного пучка (EBIS и EBIT). Для этих же целей могут быть использованы релятивистские электронные кольца (проект *Electron Ring Ion Source — ERIS* [1]). Рабочей областью источников ионов на

электронно-циклотронном резонансе (ECR Ion Sources) является плазма, удерживаемая внешним магнитным полем.

ECR-источник представляет собой плазму, удерживаемую в открытой магнитной ловушке. Составляющие плазму электроны и ионы образуются в результате ионизации электронным ударом нейтральных атомов или молекул. Электроны, освободившиеся при ионизации, нагреваются высокочастотным полем и принимают участие в дальнейшей ионизации нейтралов и ионов, а ионы могут подвергаться последовательной ионизации до тех пор, пока они не будут потеряны из рабочей области источника.

Свою историю ECR-источники ионов ведут от исследовательских установок по удержанию плазмы для термоядерного синтеза. По-видимому, впервые использовать электронно-циклотронный нагрев плазмы для получения многозарядных ионов, было предложено во Франции под руководством группы Geller и в Германии под руководством Wiesemann в начале семидесятых годов. Эти установки были очень громоздки, дороги и потребляли много энергии.

Первым успехом явилось создание Geller-источника SUPERMAFIOS. Этот источник имел гексапольную азимутальную вариацию магнитного поля для подавления МГД-неустойчивостей и состоял из двух секций для удержания плазмы. В первой секции осуществлялась предварительная ионизация плазмы и поддерживалось относительно высокое давление остаточного газа  $10^{-3}$  Торр. Вторая секция предназначалась для получения многозарядных ионов, и давление остаточного газа в ней составляло  $10^{-6}$  Торр. В SUPERMAFIOS были получены ионы  $Ar^{12+}$  и  $Xe^{26+}$ . Однако SUPERMAFIOS сохранил недостатки своих предшественников. Продольные размеры рабочей зоны в источнике составляли 120 см, а потребляемая мощность доходила до 3 МВт.

Главным событием, решившим дальнейшую судьбу ECR-источников ионов, стало появление MICROMAFIOS, впоследствии переименованного в MINIMAFIOS при дальнейших модификациях. Рабочий объем источника имел длину всего 30 см и диаметр 7 см, а полные размеры источника составляли немногим более метра. Малый объем плазмы в источнике позволил использовать

постоянные магниты для создания продольного магнитного поля и снизить потребляемую мощность в десятки раз.

Решающими факторами для получения многозарядных ионов, как было показано в I части лекций, являются плотность и энергия рабочей среды (электронов). В плазме ECR-источника для нагрева электронной компоненты используется высокочастотное поле, подаваемое из специального источника. Обычно для этой цели используются промышленные клистроны на частоты до 18 ГГц с мощностью несколько кВт или, в последние годы, гиротроны на частоты выше 24 ГГц с мощностью до десятка и более кВт.

Для того чтобы электромагнитная волна могла распространяться в плазме и эффективно передавать свою энергию электронам, ее частота должна быть больше собственной частоты плазмы, которая зависит от плотности электронов. Поэтому основные усилия последних 20–30 лет были направлены на повышение частоты ВЧ-нагрева плазмы, что, в свою очередь, требовало повышения магнитного поля для выполнения условия резонанса циклотронной частоты электронов в продольном магнитном поле с частотой нагрева плазмы.

В течение восьмидесятых годов ECR-источники ионов стали самыми распространенными среди источников многозарядных ионов. Сейчас эти источники находят применение в большинстве ускорительных центров тяжелых ионов и во многих институтах и университетах мира, где используются многозарядные ионы в исследованиях по атомной физике. Главными преимуществами ECR-источников являются: большая интенсивность многозарядных ионов, компактность, надежность и стабильность работы. Источник не имеет катода для создания электронной или ионной компоненты в плазме и не требует регулярной замены составных элементов.

Принцип действия, описание различных вариантов конструкции и результаты исследований на ECR-источниках ионов, по-видимому, наиболее полно приведены в монографиях, например [1], а также в трудах традиционных международных рабочих совещаний по ECR-источникам и конференций по ионным источникам, которые проводятся каждые два года.

Зарядность ионов в ECRIS, как и в других ионных источниках, определяется плотностью электронной компоненты и временем жизни ионов в плазме. Максимальная зарядность ионов ограничена энергией электронов. В ECR-источниках нет условий для получения столь высокозарядных ионов, как например, в EBIS, поэтому процессы перезарядки, как правило, не оказывают определяющего влияния на выход многозарядных ионов, но, тем не менее, их необходимо принимать во внимание при изучении процессов с участием многозарядных ионов.

На рис. 2.1 схематически изображен разрез ECR-источника MINIMAFIOS и распределение магнитного поля по оси  $B$  и по радиусу  $B$ . Источник MINIMAFIOS состоит из двух секций, которые обозначены цифрами 1 и 2. Магнитное поле в источнике является суперпозицией магнитного поля системы специальным образом подобранных и расположенных постоянных магнитов и катушек  $S1...S7$ . Результирующее поле имеет гексапольную азимутальную вариацию и возрастает по радиусу и по оси рабочей зоны источника. В некоторых вариантах ECR-источников используют сверхпроводящие соленоиды для создания магнитного поля.

Электромагнитное поле для нагрева электронной компоненты вводят в источник через волновод 3. От частоты нагрева зависит предельная плотность электронов, а следовательно, и зарядовое распределение ионов, получаемое в источнике. В источниках типа MINIMAFIOS рабочая частота была доведена до 16 ГГц (80-е гг.).

Инжекция нейтралов рабочего вещества для ионизации производится через клапан 4. Экстракция ионов происходит через систему электродов 6, к которым прикладывается отрицательный потенциал. Ток ионов на выходе источника сильно зависит от положения и конструкции электродов, а также от величины приложенного напряжения, которое составляет 5–20 кВ.

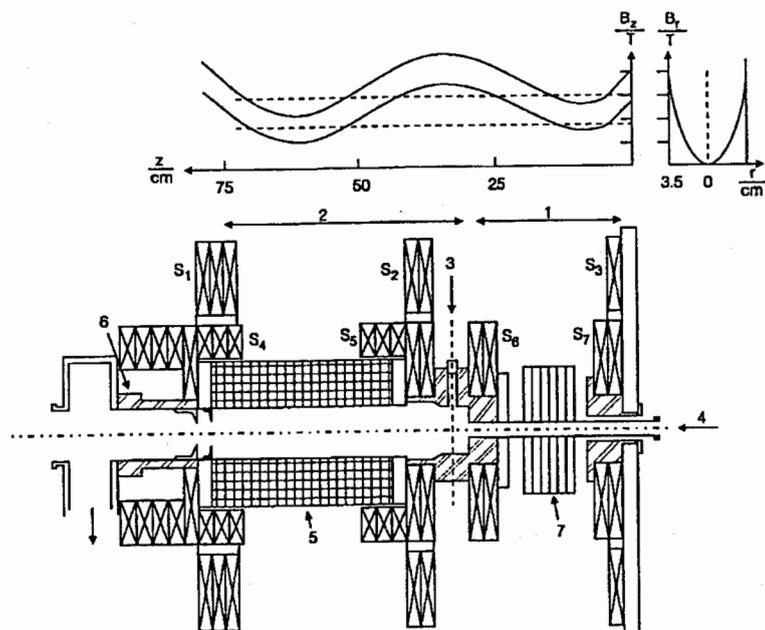


Рис. 2.1. Общий вид источника MINIMAFIOS и распределение магнитного поля по оси  $B_z$  и по радиусу  $B_r$  в центральной части источника. В верхней части рисунка сплошная линия соответствует работе источника на частоте 10 ГГц, пунктир 2 — частоте 16 ГГц.  $S_1, S_2, \dots, S_7$  — катушки, создающие распределение магнитного поля пробочной конфигурации

Первые ECR-источники работали только в непрерывном режиме. Позже было обнаружено, что выключение ВЧ-мощности для нагрева электронов ведет к кратковременному, резкому увеличению выхода многозарядных ионов вместо, казалось бы, очевидного, постепенного уменьшения ионного тока по мере остывания электронов. По-видимому, впервые этот эффект был замечен в группе Е. Salzborn (Gissen). Аномальный выход многозарядных ионов при выключении ВЧ-мощности получил название "pulse regime" или "afterglow mode" и в настоящее время нашел широкое использование, особенно при работе ECR-источников в качестве инжекторов в ускорителях тяжелых ионов с импульсным принципом действия.

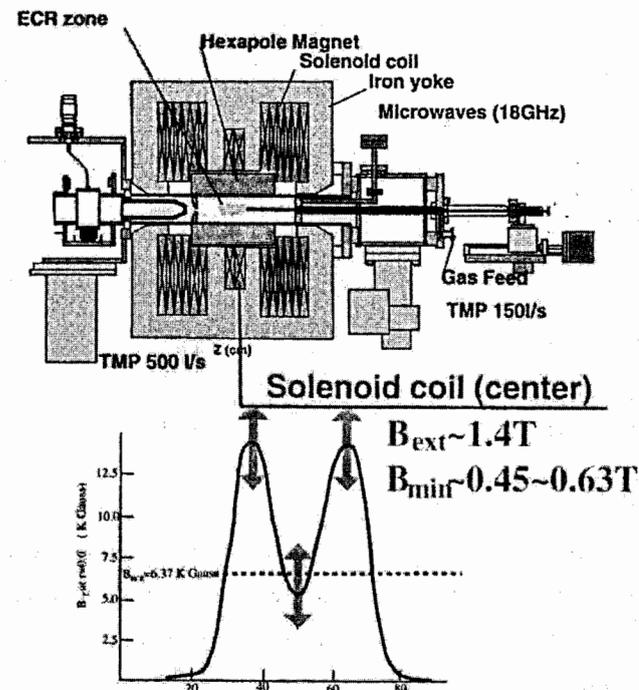


Рис. 2.2. Источник RIKEN 18 ГГц ECRIS

Конструкция и распределение продольного магнитного поля в одном из наиболее современных ECRIS на рабочую частоту 18 ГГц (RIKEN, Япония) изображены на рис. 2.2. Несколько источников этого типа были созданы в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флорова и теперь успешно эксплуатируются в ОИЯИ, Дубна, и других научных центрах. На рис. 2.3 приведены зарядовые распределения и интенсивности ионов Ar, Kr и Xe, получаемые в RIKEN 18 ГГц ECRIS.

Дальнейшее совершенствование ECR-источников идет по пути увеличения частоты нагрева электронов до 20–30 ГГц, уменьшения размеров и повышения надежности. Для увеличения выхода многозарядных ионов используют ионное охлаждение и импульсный режим работы.

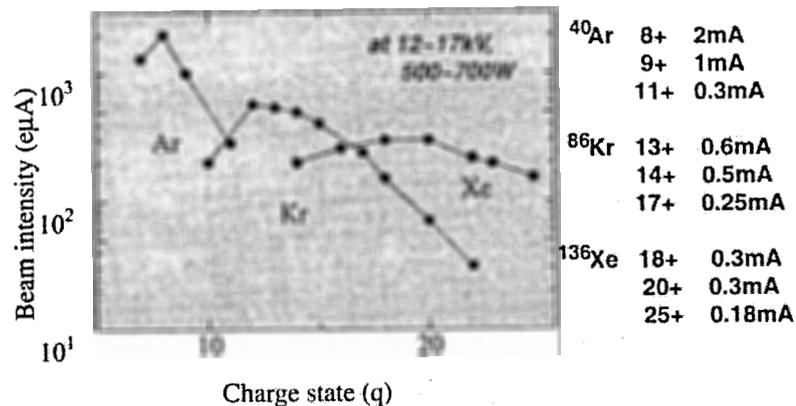


Рис. 2.3. Зарядовые распределения и интенсивности ионов Ar, Kr и Xe, получаемые в RIKEN 18 ГГц ECRIS

Одновременно с развитием ECR-источников многозарядных ионов выделилось отдельное направление с невысокой частотой нагрева электронов, обычно всего 2–3 ГГц. Эти источники используются для получения в специальных целях интенсивных пучков легких малозарядных ионов, в том числе и отрицательных, а также в промышленности и технологических исследованиях. Однако эта разновидность ECRIS, как и другие многочисленные типы источников ионов невысоких зарядностей, не входят в тему этих лекций.

## 2.2. Высокочастотный нагрев электронов в плазме ECR-источника.

Частицы с зарядами  $ie$  (у электронов  $i = 1$ ) движутся в магнитном поле  $B$  по спирали с ларморовским радиусом  $r_L$ ,

$$r_L = \frac{P \sin \theta}{ieB}, \quad (3.18)$$

где  $P$  — импульс частицы, а  $\theta$  — угол между направлениями магнитного поля и движением частицы. В ECR-источниках ларморовский радиус электронов и ионов обычно составляет доли миллиметра.

Поступательное движение заряда, или шаг спирали, определяется составляющей скорости, параллельной направлению магнитного поля. Частота вращения электронов  $\omega_{ce}$  в магнитном поле называется циклотронной частотой

$$\omega_{ce} = \frac{eB}{m}. \quad (3.19)$$

Возмущения в плазме распространяются с собственной частотой плазмы  $\omega_{pe}$ , определяемой ее плотностью. Собственная электронная частота плазмы определяется выражением

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m}}. \quad (3.20)$$

Электромагнитная волна, попадающая в плазму и оказывающаяся в резонансе одной из частот (3.19) или (3.20) либо с их комбинацией

$$\omega = \sqrt{\omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2} \quad (3.21)$$

может обмениваться энергией с электронной компонентой плазмы. Обычно для нагрева плазмы используют циклотронный резонанс на частоте (3.19) или, в некоторых случаях, гибридный резонанс на частоте (3.21).

Для того чтобы электромагнитная волна могла распространяться в плазме и эффективно передавать свою энергию электронам, ее частота должна быть больше собственной частоты плазмы  $\omega_{pe}$ . Это условие накладывает ограничение на плотность электронов в плазме:

$$n_e \leq \frac{\omega_{ce}^2}{4\pi r_e c^2} = 1,24 \cdot 10^{-8} f^2. \quad (3.22)$$

Здесь  $f$  — частота нагрева плазмы в герцах.

При заданной частоте внешнего источника резонансные условия выполняются только для определенных значений магнитного поля  $B_{res}$ , определяемого из (3.19). При создании магнитной системы ECR-источника значение  $B_{res}$  выбирают из условия  $B_{min} < B_{res} < B_{max}$ , где  $B_{min}$  — минимальное значение магнитного поля в центре магнитной ловушки и  $B_{max}$  — максимальное значение поля по оси источника.

На рис. 2.4 изображено пространственное распределение магнитного поля во второй ступени источника MINIMAFIOS-16,6 ГГц. На этом рисунке пунктиром нанесена резонансная поверхность магнитного поля для частоты ВЧ-нагрева 16,6 ГГц.

Вследствие того, что только электроны, находящиеся на резонансной поверхности, подвергаются нагреву, распределение по энергиям электронов оказывается довольно сложным и, как правило, трудно определимым. Часть электронов, не попавшая в резонансные условия, сохраняет свою первоначальную энергию. Электроны появляются в результате ионизации атомов и ионов, поэтому эта энергия по порядку величины соответствует энергии ионизации и составляет десятки или сотни эВ. Энергия электронов после ВЧ-нагрева может достигать десятков, а по некоторым сообщениям, даже сотен кэВ.

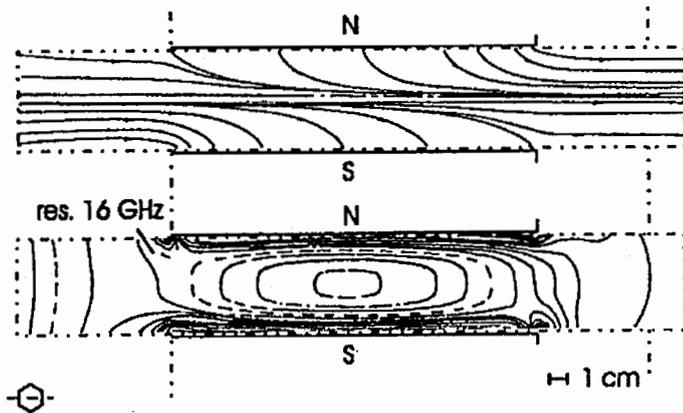


Рис. 2.4. Распределение магнитного поля в двух взаимно-перпендикулярных плоскостях во второй секции источника MINIMAFIOS. Сплошными линиями показаны уровни с одинаковым значением магнитного поля от 0,44 до 1,04 Тл. Пунктирная линия соответствует резонансной поверхности для частоты 16,6 ГГц

Соотношение (3.22) показывает, что увеличение частоты нагрева ведет к увеличению максимальной плотности электронов. Это является одним из путей совершенствования ECR.

**2.3. Удержание заряженных частиц в магнитной ловушке.** Увеличение магнитного поля по торцам источника представляет собой так называемые магнитные пробки, а все продольное распределение магнитного поля является магнитной ловушкой для движущихся заряженных частиц.

Рассмотрим движение заряженной частицы в неоднородном магнитном поле. Предположим, что частица в центральной плоскости источника, где значение индукции продольного магнитного поля минимально ( $B = B_{\min}$ ), имеет импульс количества движения  $P$ , направленный под углом  $\theta$  к направлению поля. В магнитном поле заряд движется по спирали, радиус которой определяется выражением (3.18).

В статическом магнитном поле сохраняется полный импульс заряженной частицы:

$$P^2 = P_r^2 + P_z^2 = P_0^2. \quad (3.23)$$

Если величина магнитного поля относительно медленно изменяется в пространстве и значение магнитного поля внутри одного витка траектории частицы можно считать величиной постоянной, тогда сохраняется поток магнитного поля через орбиту вращения частицы:

$$r_L^2 B = r_{Lo}^2 B_{\min} = \text{const}, \quad (3.24)$$

где  $r_{Lo}$  – ларморовский радиус в центральной плоскости.

Комбинируя (3.18), (3.23) и (3.24), получаем  $\frac{P_r^2}{B} = \frac{P_{ro}^2}{B_{\min}}$ , откуда

$$P_z(z) = P_0 \left( 1 - \frac{B(z) \sin^2 \theta}{B_{\min}} \right)^{1/2}. \quad (3.25)$$

Отсюда хорошо видно, что при  $B(z) \sin^2 \theta = B_{\min}$  заряженная частица прекращает свое движение по направлению от центра ловушки, останавливается и потом возвращается обратно. Если же частица первоначально имела с осью источника малый угол  $\theta$

$$\theta < \theta_{\min} = \arcsin \sqrt{\frac{B_{\min}}{B_{\max}}}, \quad (3.26)$$

то она не может отразиться от пробок, где  $B(z) = B_{\max}$ , и уходит из источника. Отношение  $B_{\max}/B_{\min} = R$  называется пробочным отношением магнитной ловушки. Конус, образованный телесным углом  $\theta_{\min}$  вокруг оси источника, называется конусом потерь.

Радиальный градиент магнитного поля может вызывать азимутальный дрейф заряженных частиц. На рис. 2.5 изображены ларморовское движение частицы вокруг силовой линии магнитного поля (а), отражение от магнитных пробок (б) и азимутальный дрейф, вызванный радиальным градиентом магнитного поля (в).

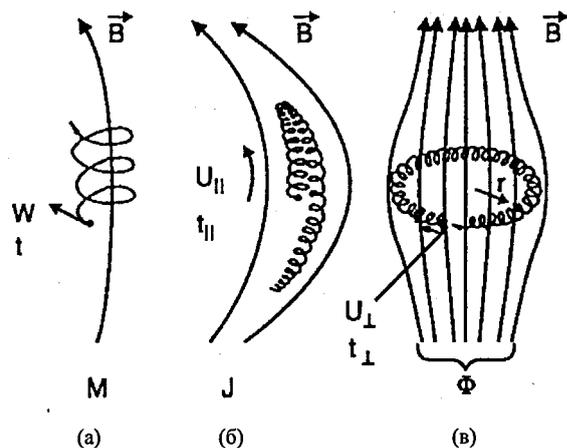


Рис. 2.5. Движение заряженной частицы в магнитном поле. а — движение вдоль силовой линии в продольном магнитном поле; б — отражение от магнитных пробок; в — азимутальный дрейф

Заряженные частицы, имеющие направление движения под углом к оси магнитного поля меньшим, чем  $\theta_{\min}$ , уходят из рабочего объема плазмы. В результате упругих кулоновских столкновений возникают новые частицы с малыми углами вектора скорости к оси, которые теряются опять. Таким образом, потери электронов и ионов имеют в ECR-источниках непрерывный характер.

Скорость потерь определяется пробочным соотношением и частотой столкновений частиц. Ионы имеют небольшую по сравнению с электронами

энергию и поэтому испытывают более интенсивные столкновения между собой. Возникающие в начальный момент работы источника преобладающие потери ионов немного нарушают зарядовый баланс, и в плазме появляется отрицательный потенциал, который начинает удерживать положительно заряженные частицы. Величина потенциала оказывается сравнимой с энергией ионов. В то же время электроны имеют энергию значительно больше, и возникающий потенциал не оказывает влияния на их движение. Величина установившегося отрицательного потенциала регулирует скорость ионных потерь с тем, чтобы в стационарном режиме в рабочей области источника сохранялся баланс заряженных частиц разных знаков. Таким образом, в ECR-источниках электроны удерживаются пробочной конфигурацией магнитного поля, а ионы — возникающим в плазме небольшим отрицательным потенциалом.

**2.4. Накопление ионов в ECRIS.** Как и в других ионных источниках, в ECRIS ионы образуются в результате ионизации электронным ударом нейтральных атомов или молекул. В течение своего времени жизни в источнике ионы подвергаются последовательной ионизации и постепенно увеличивают свой заряд.

Установившаяся зарядность ионов определяется плотностью электронов  $n_e$  и временем жизни ионов  $\tau_i$ , или фактором удержания ионов  $n_e \tau_i$ . В отличие от других источников многозарядных ионов, ECRIS не имеет направленного потока электронов, и трудно говорить о плотности электронного тока  $j_e$  применительно к этому типу источников. Поэтому в качестве критерия ионизационной способности ECR-источника вместо фактора ионизации  $n_e \tau_i$ , обычно используют фактор удержания. Безусловно, более точным параметром для определения возможных ионных зарядностей может служить произведение  $n_e \langle v_e \rangle \tau_i$ , где в качестве  $\langle v_e \rangle$  используется среднее значение скорости электронов. Величина  $n_e \langle v_e \rangle \tau_i$  является аналогом ионизационного фактора.

В рассмотренных выше ионных источниках всегда существуют потери ионов. Они являются нежелательным фактором, и необходимо прикладывать дополнительные усилия, чтобы их уменьшить или избежать вообще. Все же, при благоприятных условиях, время жизни ионов в ловушке определяется полным временем жизни электронной компоненты, например, электронного пучка в EBIS и EBIT.

Особенностью ECR-источников является непрерывный, установившийся режим работы. Даже в импульсном режиме все процессы успевают выйти на стационар до выключения ВЧ-нагрева электронной компоненты. Поэтому время удержания ионов  $\tau_i$  определяется только скоростью их потерь. От скорости потерь зависит и поток ионов на выходе из источника. И не удивительно, что проблема удержания и потерь ионов является одной из самых главных для ECR-источников.

Источники ионов на электронно-циклотронном резонансе были созданы на основе открытых магнитных ловушек для термоядерного синтеза. В свое время усилия многих исследователей в разных странах мира были направлены на развитие этого направления физики плазмы. Была развита теория удержания и потерь ионов в открытых магнитных ловушках, и эти результаты могут быть использованы при изучении физических процессов в ECR-источниках ионов, несмотря на некоторые различия в параметрах между источниками ионов и установками для термоядерного синтеза.

Два основных типа физических процессов определяют скорость потерь заряженных частиц в плазме, находящейся во внешних электромагнитных полях. К первому можно отнести классические процессы, обусловленные движением частиц в электромагнитных полях и упругими кулоновскими столкновениями. Эти процессы имеют место в плазме всегда.

Другой тип процессов связан с турбулентностью и различными видами неустойчивостями в плазме. Как правило, эти процессы гораздо интенсивнее классических процессов и моментально вызывают изменения параметров плазмы и интенсивные потери частиц. Поэтому в случае возникновения плазменные турбулентности или неустойчивости должны приводить к значительным

изменениям в зарядовом распределении ионов в плазме и параметрах ионов на выходе из источника.

В ECR-источниках плазма находится в сильном продольном магнитном поле с азимутальной вариацией. Такая конфигурация магнитного поля специально выбрана для подавления турбулентностей и неустойчивостей. Обычно необходима тщательная оптимизация пространственного распределения магнитного поля для успешной работы источника. Можно предположить, что настройка и оптимизация источника в реальных условиях приводят к выбору режимов работы, исключающих возникновение неустойчивостей и турбулентностей в плазме. В то же время классические процессы присутствуют всегда, и подавить их невозможно. Отсюда можно сделать вывод, что в хорошо сконструированном и настроенном ECR-источнике удержание и потери ионов должны определяться главным образом классическими процессами.

Следуя теории Пастухова, мы будем рассматривать только классические процессы, тем более что они помогают понять и способны объяснить многие важные эффекты в ECR-источниках ионов.

Главным механизмом нагрева ионов, при отсутствии турбулентностей и неустойчивостей, являются упругие кулоновские столкновения с горячими электронами. Согласно результатам п. 7 II части лекций скорость нагрева ионов определяется выражением

$$\frac{dT_i}{dt} = \frac{4\sqrt{2}\pi n_e i^2 r_e^2 m^2 \sqrt{mc^4}}{AM\sqrt{T_e}} L. \quad (3.27)$$

Ионы имеют относительно небольшую температуру и испытывают интенсивные упругие взаимодействия. Частота упругих столкновений  $\nu_i$  для ионов разной массы и зарядностей определяется зависимостью

$$\nu_i = \frac{4\pi m^2 c^4 r_e^2 i^2}{\sqrt{M}} \sum_{k=1}^n \frac{k^2 L n_k \sqrt{A_i A_k}}{(A_k T_i + A_i T_k)^{3/2}}. \quad (3.28)$$

Используя для оценки выражение (3.22), получим, что в современных ECR-источниках плотность плазмы может достигать значения  $n_e \approx 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и выше. Зарядности получаемых ионов, как правило, гораздо больше единицы, и плотность их поэтому ниже. Тем не менее при таких параметрах, согласно II части лекций, характерное время установления равновесного распределения

ионов в результате упругих кулоновских столкновений, особенно для многозарядных ионов, очень невелико и имеет микросекундный масштаб времени. Это время может быть оценено при помощи выражения

$$\Delta t = \frac{1}{v_i}.$$

Характерные времена жизни и нагрева ионов составляют миллисекунды и десятки миллисекунд и неизмеримо больше, чем  $\Delta t$ . Поэтому распределение ионов по энергиям можно смело считать стационарным распределением Больцмана (3.11).

Потери самых энергичных ионов уменьшают в целом температуру ионной компоненты. Общая температура ионов при наличии полного спектра ионных зарядностей может быть определена из условия баланса энергии при нагреве и охлаждении ионов в установившемся режиме,

$$T_i = \frac{dT_i}{dt} \frac{\sum_{i=1}^z n_i}{\sum_{i=1}^z (n_i/\tau_i)}, \quad (3.29)$$

где  $\tau_i$  — время жизни различных ионных компонент.

Здесь использовано уже очевидное обстоятельство, что и в ECR-источниках все ионные компоненты принимают одну и ту же общую температуру в результате упругих кулоновских столкновений.

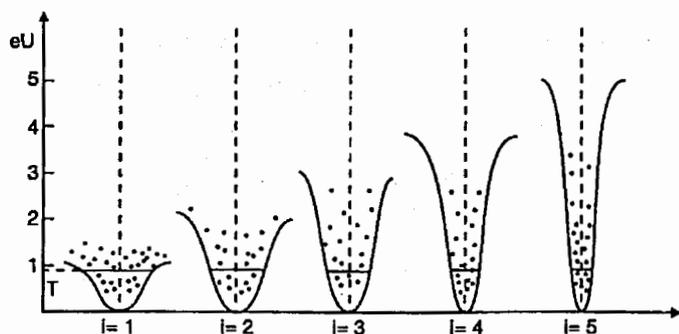


Рис. 2.6. Относительное положение ионов с зарядностями  $i=1, 2, 3, 4, 5$  при одинаковой температуре  $T_i$  в потенциальной яме с глубиной  $U$

Как мы видели в п. 2.3, для равновесия между скоростью потерь электронов и ионов в плазме возникает отрицательный потенциал  $U$ . Так же как в электронном пучке EBIS, в ECR-источнике ионы с разными зарядами  $i$  имеют разную высоту потенциального барьера  $ieU$  и разную вероятность быть потерянными из источника. Это было показано на рис. 1.9 для равновесного бальмановского распределения ионов по энергиям, находящихся в электростатической потенциальной яме.

Ионы с высоким зарядом в среднем находятся на дне потенциальной ямы, и только некоторые из них имеют энергию много выше средней и могут, преодолев потенциальный барьер, покинуть источник. Ионы с низкими зарядностями, имеющие потенциальные барьеры, сравнимые по величине со своей средней энергией или температурой, покидают ловушку с большей вероятностью. Ситуацию иллюстрирует рис. 2.6, на котором условно изображены потенциальные ямы для различных ионных зарядностей, имеющих общую температуру.

В работах по удержанию ионов в открытой магнитной ловушке было установлено, что в широком диапазоне параметров плазмы время жизни ионов может быть достаточно хорошо описано простой интерполяционной формулой:

$$\tau_i = \tau_{i1} + \tau_{i2}, \quad (3.30)$$

где  $\tau_{i1}$  и  $\tau_{i2}$  — характерные времена жизни ионов в пределе частых и редких столкновений, соответственно,

$$\tau_{i1} = Rl \sqrt{\frac{\pi AM}{2T_i}} \exp\left(\frac{ieU}{T_i}\right). \quad (3.31)$$

Здесь  $R = B_{\max}/B_{\min}$  — пробочное соотношение в магнитной ловушке;  $l$  — эффективная длина источника.

В случае частых ионных столкновений ионные потери определяются газодинамическим вытеканием частиц через потенциальный барьер в ловушке.

Время жизни ионов в пределе редких столкновений

$$\tau_{i2} = \frac{G}{(1 + T_i/2ieU)(v_{ii} + v_{io})} \frac{ieU}{T_i} \exp\left(\frac{ieU}{T_i}\right), \quad (3.32)$$

где

$$G = \sqrt{\pi} \frac{R+1}{2R/\ln(2R+2)};$$

здесь  $\nu_{ii}$  и  $\nu_{i0}$  — частоты столкновений ионов друг с другом и с нейтралами соответственно. Значение  $\nu_{ii}$  определяется выражением (3.28). Для определения  $\nu_{i0}$  может быть использована приближенная интерполяционная формула

$$\nu_{i0} = 1,5 \cdot 10^{-9} n_0 A_i^{-1/4}, \quad (3.33)$$

где  $n_0$  — плотность нейтралов в плазме.

Обычно, для типичных параметров плазмы в ECR-источниках характерное время в пределе частых кулоновских столкновений  $\tau_{i1}$  значительно превосходит время редких столкновений  $\tau_{i2}$ .

Выражения (3.31) и (3.32) показывают, что если ионы имеют распределение Больцмана по энергиям, то их время жизни в потенциальной ловушке определяется, главным образом, отношением высоты потенциального барьера к температуре ионов. Причем ионы с большим зарядом дольше живут в ловушке и, следовательно, реже из нее теряются. Снижение температуры ионов должно приводить к увеличению времени жизни ионов.

В сильном продольном магнитном поле с магнитными пробками на концах источника преобладающие ионные потери происходят через боковые поверхности в продольном направлении. Зная время жизни ионов, можно оценить плотность ионного тока через торцы источника,

$$j_i = \frac{V i e n_i}{2S \tau_i}; \quad (3.34)$$

здесь  $V$  и  $S$  — объем рабочей зоны и площадь торцов источника соответственно.

**2.5. Уравнения баланса для ионных компонент.** Возникающий в плазме потенциал  $U$  может быть определен из равенства полных потоков ионов и электронов из плазмы.

Время жизни электронов в плазме  $\tau_e$  определяется частотой упругого рассеяния электронов в плазме  $n$ , в результате чего возникают электроны с

направлением скорости в конусе потерь, которые уходят из магнитной ловушки. Потенциал плазмы оказывается во много раз меньше энергии электронов и не влияет на их движение. Полная частота рассеяния складывается из рассеяния электронов друг на друге, на ионах и на нейтралах.

Задача определения зарядового распределения требует уравнений баланса для каждой ионной зарядности, присутствующей в источнике. Для расчетов зарядовых распределений ионов в ECR-источниках может быть использована система уравнений баланса для всех ионных компонент, по форме близкая к обычной системе балансных уравнений, использованная в I части лекций.

Ограничиваясь случаем, когда присутствуют ионы только одного элемента (очевидно, что наличие ионов разных элементов не изменяет принципиально ситуацию, но делает задачу более громоздкой), получаем систему уравнений для  $Z$  ионных зарядностей и нейтралов:

$$\begin{aligned} \frac{dn_0}{dt} &= -n_0 \left( \sum_{i=2}^Z \sigma_i^{ex} n_i \nu_i + \sum_{i=3}^Z \sigma_i^{2ex} n_i \nu_i + (\sigma_1^i + \sigma_1^{2i}) n_e \nu_e \right) + n_0 \left( \frac{1}{\tau_0^b} - \frac{1}{\tau_0^i} \right); \\ \frac{dn_1}{dt} &= n_0 \left( \sigma_1^i n_e \nu_e + \sigma_2^{ex} n_2 \nu_2 + \sum_{i=2}^Z \sigma_i^{ex} n_i \nu_i \right) - n_1 \left( \sigma_2^i n_e \nu_e + \sigma_2^{2i} n_e \nu_e + \frac{1}{\tau_1^i} - \frac{1}{\tau_1^b} \right); \\ \frac{dn_2}{dt} &= n_0 \left( \sigma_1^{2i} n_e \nu_e + \sum_{i=3}^Z \sigma_i^{2ex} n_i \nu_i \right) + n_1 \sigma_2^i n_e \nu_e + (\sigma_3^{ex} n_3 \nu_3 + \sigma_4^{2ex} n_4 \nu_4) n_0 - \\ &\quad - n_2 \left( (\sigma_3^i + \sigma_4^{2i}) \nu_e n_e + (\sigma_2^{ex} + \sigma_2^{2ex}) \nu_2 n_0 + \frac{1}{\tau_2^i} - \frac{1}{\tau_2^b} \right); \\ \frac{dn_i}{dt} &= \sigma_i^i \nu_e n_e n_{i-1} + \sigma_{i-1}^{2i} \nu_e n_e n_{i-2} + (\sigma_{i+1}^{ex} \nu_{i+1} n_{i+1} + \sigma_{i+2}^{2ex} \nu_{i+2} n_{i+2}) n_0 - \\ &\quad - \left( (\sigma_{i+1}^i + \sigma_{i+2}^{2i}) \nu_e n_e + (\sigma_i^{ex} + \sigma_i^{2ex}) \nu_i n_0 + \frac{1}{\tau_i^i} - \frac{1}{\tau_i^b} \right); \\ 3 &\ll i \ll Z-2; \\ \frac{dn_{Z-1}}{dt} &= (\sigma_{Z-1}^i n_{Z-2} + \sigma_{Z-2}^{2i} n_{Z-3}) \nu_e n_e + \sigma_Z^{ex} n_Z \nu_Z n_0 - \\ &\quad - n_{Z-1} \left( \sigma_Z^i \nu_e n_e + (\sigma_{Z-1}^{ex} + \sigma_{Z-1}^{2ex}) \nu_{Z-1} n_0 + \frac{1}{\tau_{Z-1}^i} - \frac{1}{\tau_{Z-1}^b} \right); \\ \frac{dn_Z}{dt} &= (\sigma_Z^i n_{Z-1} + \sigma_{Z-1}^{2i} n_{Z-2}) \nu_e n_e - n_Z \left( (\sigma_Z^{ex} + \sigma_Z^{2ex}) \nu_Z n_0 + \frac{1}{\tau_Z^i} - \frac{1}{\tau_Z^b} \right). \end{aligned} \quad (3.35)$$

Здесь учтены только процессы одно- и двукратной перезарядки и ионизации. Были использованы следующие обозначения:  $n_e, n_0$  — плотности электронов и нейтралов;  $\tau_i^b, \tau_i^l$  — характерные времена рождения и потерь ионов данной зарядности,  $Z$  — максимальная зарядность ионов.

В уравнении (3.35) учтены процессы однократной и двукратной ионизации и перезарядки нейтралов на ионах. В реальных расчетах редко учитывают процессы выше второго порядка. В то же время в каждом случае необходимо конкретизировать величины  $\tau_i^b$  и  $\tau_i^l$ . Так, например, при расчетах зарядовых распределений в электронно-лучевых источниках (EBIS) проблема определения скорости ионных потерь является одной из самых сложных и важных по своему значению.

Уравнения баланса должны быть дополнены условиями поддержания нейтральности в плазме, которые состоят из равенства потоков электронов и ионов из плазмы:

$$\sum_{i=1}^Z \frac{in_i}{\tau_i} = \frac{n_e}{\tau_e} \quad (3.36)$$

— и условиями нейтральности плазмы в целом:

$$\sum_{i=1}^Z in_i = n_e. \quad (3.37)$$

Характерное время жизни ионов в плазме определяется соотношениями (3.30)–(3.32). Характерное время жизни электронов определяется частотой столкновений электронов в плазме ( $\tau_e = 1/v_e$ ), которая складывается из суммы частот электрон-электронных столкновений  $v_{ee}$ , электрон-ионных столкновений  $v_{ei}$  и столкновения электронов с нейтралами  $v_{e0}$ :

$$v_e = (v_{ee} + v_{ei} + v_{e0}). \quad (3.38)$$

где

$$v_{ee} = \frac{4\pi r_e^2 m^2 c^4 n_e L}{(2T_e)^{3/2} \sqrt{m}}, \quad (3.39)$$

$$v_{ei} = \frac{4\pi r_e^2 m^2 c^4 L}{T_e^{3/2} \sqrt{m}} \sum_{i=1}^Z n_i i^2. \quad (3.40)$$

Частота столкновений ионов с нейтралами:

$$v_{e0} \cong 4,2 \cdot 10^{-7} Z^{3/2} \frac{n_0}{T_e}. \quad (3.41)$$

Условия (3.36) и (3.37) с выражениями (3.30)–(3.32) и (3.38)–(3.41) позволяют определить потенциал  $U$  центральной части плазмы, который регулирует скорость потоков электронов и ионов из плазмы (3.36) и сохраняет нейтральность плазмы в целом (3.37).

Система (3.35) является системой нелинейных дифференциальных уравнений первого порядка. Для ее решения используются численные методы.

Первоначально, в расчетах по определению зарядовых распределений ионов в ECR-источниках, рассматривались только стационарные решения системы (3.35). В стационарном случае все физические величины в источнике постоянны во времени и левые части уравнений (3.35) становятся равными нулю, а сама система превращается в систему нелинейных алгебраических уравнений. Решение нелинейных алгебраических уравнений, как правило, является более трудной задачей.

Для того чтобы облегчить решение проблемы о зарядовом распределении в ECR-источнике ионов, было предложено (3.35) решать не алгебраические уравнения, а искать стационарные решения полных дифференциальных уравнений с начальными условиями. Известно, что численными методами дифференциальные уравнения, в том числе и нелинейные, решаются, как правило, очень эффективно и без особого труда. В этом случае в качестве начальных условий выбирались достаточно произвольные зарядовые распределения, не содержащие многозарядные ионы. Это могли быть, например, только однозарядные ионы и электроны в равных количествах. В результате интегрирования по времени системы уравнений (3.35) решения выходили на те же стационарные значения, что и раньше, но быстрее и с меньшими усилиями со стороны программиста.

Использование дифференциальных уравнений позволило в дальнейшем искать не только стационарные решения, но и с успехом исследовать

динамические, быстропротекающие процессы, например импульсный режим работы ECR-источника, рассмотренный более подробно в п. 2.6.

Общим недостатком всех существующих расчетов по ионизации плазмы в ECR-источниках ионов является предположение о равномерном распределении заряженных частиц в объеме источника. Реально, распределение плазмы и по плотности, и по энергии частиц сильно неоднородно, и это должно оказывать влияние на зарядовое распределение и выход ионов из источника. Несомненно, решение полной самосогласованной задачи о состоянии плазмы в ECR-источнике очень непростое. Вместе с тем понять и описать основные физические процессы можно более простыми путями. Вероятно, метод полных моментов функции распределения и метод крупных частиц, изложенные в разделе 2, могли бы оказаться эффективными подходами к этой проблеме.

**2.6 Получение многозарядных ионов в ECR источниках.** Выше была получена следующая картина, возникшая в результате рассмотрения процессов в плазме ECR источника ионов:

Электроны, имеющие относительно высокую энергию, удерживаются сильным внешним магнитным полем с магнитными пробками на концах ловушки. Ионы, у которых энергия значительно меньше, испытывают интенсивные упругие столкновения и в магнитном поле сохраняются хуже. В результате возникающих ионных потерь в плазме появляется небольшой отрицательный потенциал  $U$ , который регулирует скорость ухода ионов и тем самым сохраняет в целом нейтральность плазмы. Интенсивные упругие взаимодействия между ионами приводят к тому, что очень быстро у всех ионов, независимо от заряда и массы, устанавливаются единая температура и распределение по энергиям, близкое к равновесному распределению Больцмана. Поэтому ионы, имеющие разную зарядность, но одинаковую среднюю энергию, имеют разную высоту потенциального барьера (рис. 2.6) и разную вероятность быть потерянными из потенциальной ямы и уйти из источника.

На основе этой картины можно сформулировать три главных принципа удержания ионов в потенциальной ловушке ECR-источника [1]:

1. Ионы с высокими зарядами имеют большее время жизни, и им труднее покинуть источник.
2. Зарядовое распределение ионов на выходе из источника имеет средний заряд ниже, чем внутри ионной ловушки.
3. Уменьшение температуры или средней энергии ионов в источнике увеличивает их время жизни в ловушке, а следовательно, приводит к увеличению среднего заряда.

Попробуем использовать эти свойства для анализа двух наиболее широко применяемых в настоящее время методов увеличения зарядности ионов в ECR-источниках.

**Ионное охлаждение.** В литературе, связанной с ECR-источниками ионов, для метода ионного охлаждения традиционно используется термин "*gas mixing*". В середине 80-х гг. в разных лабораториях было обнаружено увеличение выхода многозарядных ионов при смешивании в источнике двух различных газов. Тогда природа этого явления не была ясна и чисто внешняя сторона этого эффекта послужила причиной для выбора названия. Теперь очевидно, что в основе "*gas mixing*" лежит общий для всех ионных источников принцип ионного охлаждения, предложенный вначале (Е. Д. Донец и Г. Д. Ширков) для электронно-лучевых источников. Тем не менее первоначальное название сохранилось до сих пор.

Метод ионного охлаждения в ECR-источниках не отличается принципиально от того, что происходит в EBIS при охлаждении тяжелых ионов легкими малозарядными ионами (п. 1.5), и он может быть объяснен на основе сформулированных выше принципов.

В ECR-источнике тяжелые многозарядные ионы находятся в потенциальной ловушке, образованной отрицательным потенциалом в плазме. Электроны нагревают ионы (3.27), и их время жизни (3.30)–(3.32) определяется ионной температурой (3.29). При добавлении легкого газа он ионизируется электронами и тоже оказывается в ловушке. Легкие ионы имеют небольшие зарядности, и, в силу этого, медленнее нагреваются электронами. В то же время в результате

интенсивных упругих столкновений с многозарядными ионами (3.28) легкие ионы получают от них энергию и, имея низкий потенциальный барьер и короткое время жизни (3.30), уходят из источника и уносят с собой энергию многозарядных ионов. Это снижает температуру ионов в источнике и увеличивает их время жизни  $\tau$ , а следовательно, и зарядности.

В ряде экспериментов было зарегистрировано заметное уменьшение энергетического разброса ионов аргона на выходе из источника при охлаждении кислородом. Это косвенным образом говорит об уменьшении энергии ионов в источнике, и является одним из подтверждений механизма ионного охлаждения.

В отличие от EBIS и EBIT, где одна порция ионов рабочего вещества находится в ловушке в течение всего цикла работы источника, для предотвращения потерь температуру ионов необходимо поддерживать в десятки раз ниже высоты потенциального барьера. В ECR-источниках ионы образуются непрерывно, и нет таких жестких требований к величине установившейся температуры и типу ионов для охлаждения. Самые легкие ионы (водород или гелий) очень легко испаряются и быстро уносят энергию, но имеют низкую эффективность обмена энергией с ионами рабочего вещества. Более тяжелые ионы могут иметь высоту потенциального барьера, сравнимую с последней для ионов рабочего вещества, и поэтому, не в состоянии значительно снизить температуру ионов в источнике. Поэтому, оптимальными для охлаждения в ECR-источниках являются ионы, имеющие заряд и высоту потенциального барьера значительно ниже, чем у ионов рабочего вещества, но зарядность по возможности большую, чем единица.

При получении ионов легких элементов (азот, кислород, неон) в качестве охладителя можно использовать гелий. Для охлаждения более тяжелых элементов (аргон, криптон, ксенон и др.) в качестве "охладителя" наиболее эффективным оказывается кислород. Кислород имеет два электрона на внешней оболочке с относительно низким потенциалом ионизации. Поэтому при добавлении в плазму кислорода он легко ионизируется, имея высокое сечение ионизации, до  $O^{2+}$ , и служит источником электронов для повышения плотности плазмы. В случае самых тяжелых элементов (ксенон, свинец, золото, уран) для охлаждения могут быть использованы более тяжелые элементы.

В случае получения наиболее многозарядных ионов с  $i > 30$  существенным ограничением становится перезарядка (подхват электрона) многозарядных ионов на нейтральных атомах легкого охлаждающего газа. Было показано, что в этом случае лучшим легким газом является неон, который имеет высокий потенциал ионизации ( $I_0 = 21,6$  эВ), и поэтому, согласно I части лекций, ниже сечения перезарядки с высокозарядными ионами. В любом случае важно, чтобы отношение зарядов у ионов рабочего вещества и охладителя было бы как можно большим.

На рис. 2.7 показан измеренный ток ионов ксенона на выходе из источника MINIMAFIOS-16,6 ГГц при разной концентрации в источнике кислорода, используемого для охлаждения.

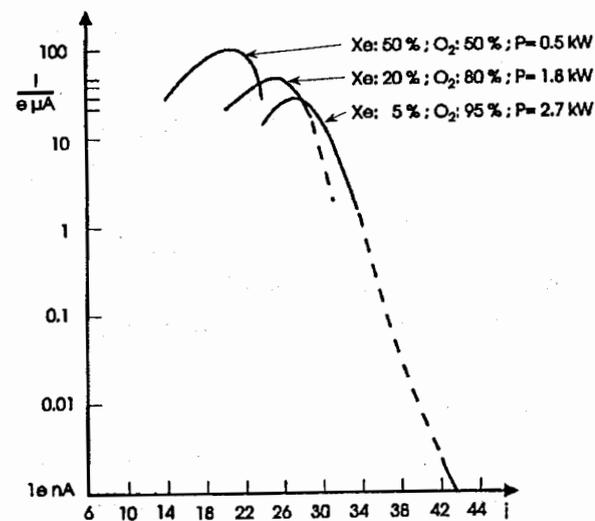


Рис. 2.7. Зарядовое распределение ионов ксенона в логарифмическом масштабе на выходе из источника MINIMAFIOS-16,6 ГГц при охлаждении ионами кислорода для разной концентрации ионов ксенона и кислорода в источнике

На рис. 2.8 приведены расчетные зарядовые распределения тока ионов криптона и на выходе из источника ( $i$ ) при разных отношениях числа ионов криптона и кислорода, который использовался для охлаждения. Расчеты были выполнены для ECR-источника типа MINIMAFIOS.

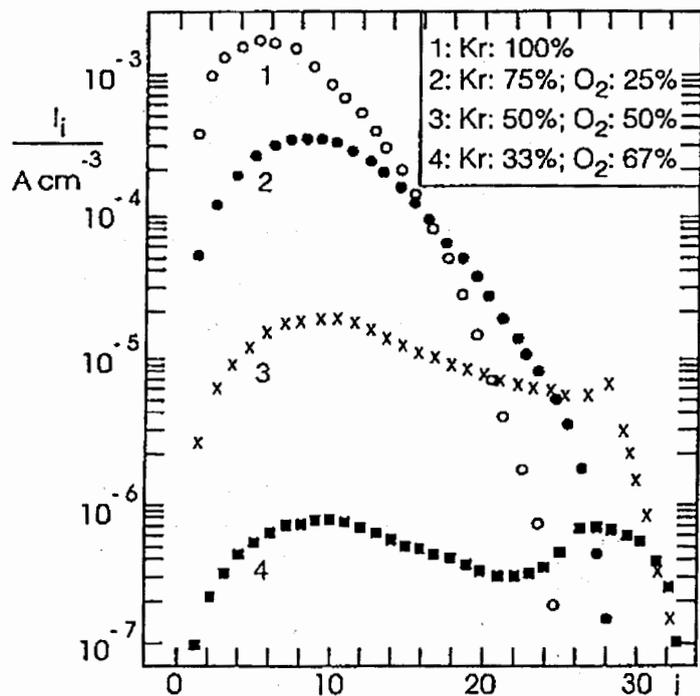


Рис. 2.8. Расчетное зарядовое распределение тока ионов криптона  $j$  в логарифмическом масштабе в ECR-источнике при различных относительных концентрациях ионов криптона и кислорода

Предполагалось, что электроны имеют температуру  $T_e = 5$  кэВ и плотность  $n_e = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Можно видеть, что на рис. 2.8 почти полностью повторены зависимости рис. 2.7 измеренных зарядовых распределений ионного тока на выходе из источника MINIMAFIOS 16,6 ГГц для разных отношений газов ксенона и кислорода. Расчеты показали, что добавление в плазму источника ионов азота уменьшает температуру ионов с 1 эВ до 3 эВ и увеличивает средний заряд ионов криптона с 7 до 28. В то же время выход многозарядных ионов из источника увеличивается, но не в такой степени, как в самой ловушке.

На рис. 2.9 приведены расчетные зарядовые распределения плотности ионов криптона внутри источника  $n_i$  при разных отношениях числа ионов криптона и кислорода.

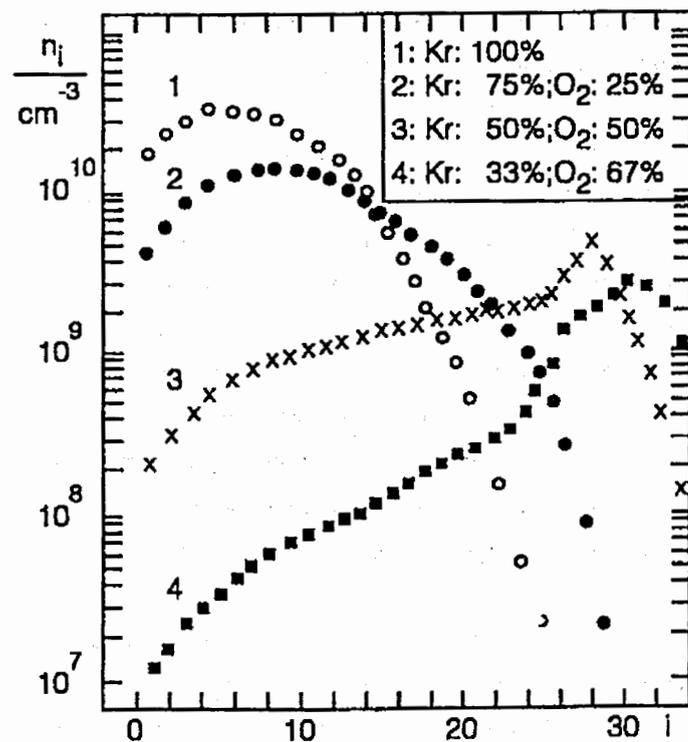


Рис. 2.9. Расчетное зарядовое распределение плотности ионов криптона  $n_i$  в логарифмическом масштабе в ECR-источнике при различных относительных концентрациях ионов криптона и кислорода

На рис. 2.8 и 2.9 хорошо видно различие в зарядовых распределениях ионов внутри ловушки и на выходе из источника. Это различие особенно сильно для охлажденных ионов. Этот важный результат объясняется тем, что многозарядные ионы находятся на дне потенциальной ямы, имеют, согласно (3.31) и (3.32), большее время жизни и поэтому с трудом покидают источник. Можно рассчитывать значительно увеличить выход многозарядных ионов из ECR-источника, если извлечь из потенциальной ловушки в плазме накопленные многозарядные ионы. Одним из таких методов является импульсный режим работы ECR-источника.

**Импульсный режим работы.** Кратковременное увеличение выхода многозарядных ионов может быть получено, если будет снят удерживающий ионы потенциал плазмы. Тогда накопленные ионы выплеснутся из источника, и зарядовое распределение импульса ионного тока будет соответствовать тому распределению, которое имели ионы внутри ловушки. Это и имеет место при выключении ВЧ-нагрева электронной компоненты. При остывании электронов интенсивность их столкновений с ионами и между собой возрастает, они чаще попадают в конус потерь и теряются из источника. Уменьшение числа электронов вызывает нарушение зарядового баланса в плазме и исчезновение отрицательного потенциала. Ионы перестают удерживаться и выплескиваются из источника. Характерное время развития этого процесса определяется скоростью потерь электронов, имеет величину, близкую ко времени жизни электронов в источнике  $\tau_e$ , и в зависимости от параметров плазмы обычно находится в пределах от 100 мкс до 1 мс.

Обнаруженный случайным образом "pulse regime" или "afterglow mode" был подвергнут в дальнейшем всесторонним исследованиям, главным образом в Grenoble и GANIL, и нашел применение в качестве эффективного рабочего режима при работе ECR-источника с ускорителями ионов. Так, импульсный режим работы источника MINIMAFIOS 14,5 GHz позволил довести ток инжекции ионов  $Pb^{25+}$  в ускорительный комплекс SPS CERN почти до 0,1 мА в первой половине 90-х гг.

На рис. 2.10 приведен импульс тока ионов  $Ar^{14+}$  после выключения ВЧ-нагрева электронов в источнике ECR4-14,5 ГГц GANIL. Длительность импульса составляет около 1 мс.

На рис. 2.11 в реальном масштабе времени приведены расчетные изменения тока ионов аргона ( $Ar^{5+}$ ,  $Ar^{9+}$ ,  $Ar^{11+}$ ,  $Ar^{15+}$  и суммарного тока всех ионов аргона) после выключения нагрева электронов. Эти расчеты были проведены для источника типа MINIMAFIOS. Для определения времени жизни ионов использовались уравнения (3.30)–(3.32). Предполагалось, что в стационарном режиме до выключения ВЧ-нагрева электроны имели температуру  $T_e = 5000$  эВ и плотность  $n_e = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ .

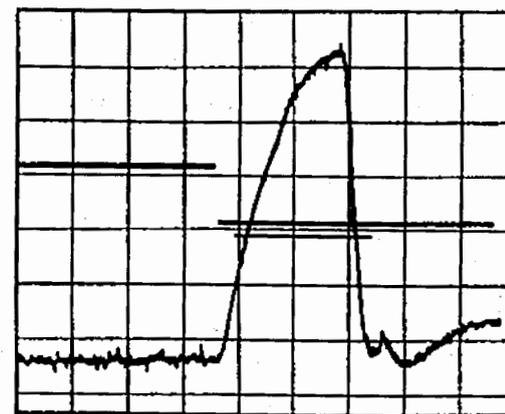


Рис. 2.10. Временная зависимость тока ионов  $Ar^{14+}$  в импульсном режиме для источника ECR4-14,5 ГГц

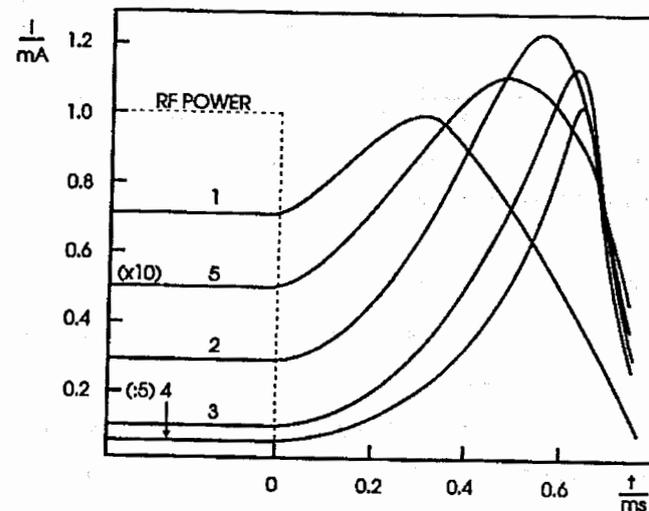


Рис. 2.11. Расчетная временная зависимость плотности тока ионов  $Ar^{5+}$  (1),  $Ar^{9+}$  (2),  $Ar^{11+}$  (3),  $Ar^{15+}$  (4) и суммарной плотности тока всех зарядностей аргона (5) в импульсном режиме для ECR-источника

Можно видеть, что расчетные зависимости находятся в хорошем согласии с измерениями, и это может служить еще одним подтверждением применимости

используемой модели удержания и потерь ионов для описания процессов в ECR-источниках.

На рис. 2.12 изображено зарядовое распределение ионов свинца в ECR4-14,5 ГГц в импульсном и обычном режимах.

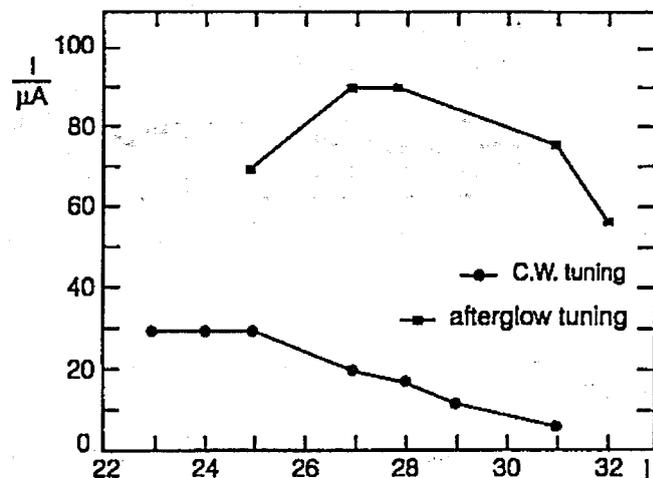


Рис. 2.12. Зарядовое распределение ионов свинца на выходе из источника ECR4 в непрерывном режиме работы (внизу) и импульсном режиме (наверху)

Результаты измерений показывают, что в полном соответствии с теорией эффект увеличения ионного тока в импульсном режиме оказывается сильнее для самых многозарядных ионных компонент.

При работе ECR-источника в импульсном режиме время повторения отдельных импульсов определяется временем выхода всех параметров источника на стационар после каждого нового включения ВЧ-нагрева электронов. Это время зависит от времени образования и накопления в потенциальной яме самых высоких зарядностей, получаемых в источнике. Обычно оно равно нескольким десяткам миллисекунд.

Кроме выключения ВЧ-нагрева электронов существуют другие способы получения импульсов многозарядных ионов. Для этого достаточно разрушить отрицательную потенциальную яму, удерживающую ионы. Этого можно добиться, например, деформируя магнитные пробки, изменяя токи в магнитных катушках. Это было продемонстрировано в GSI, Германия.

Аналогичный результат может быть получен, если инжектировать в рабочую зону источника пучок положительных ионов, который снимет отрицательную потенциальную яму, удерживающую накопленные ионы. Причем в этом случае длительность импульса ионов из ловушки будет определяться не временем разлета электронов из источника, а временем свободного разлета ионной компоненты, которая при  $U=0$  в формулах (3.30)–(3.32) может составлять всего десятки микросекунд, и это приведет к соответственному увеличению амплитуды ионного тока.

*Численное моделирование накопления ионов.* Полный набор математических уравнений связывает все параметры плазмы и дает возможность определить как плотности электронов и всех типов ионов, так и плотности ионных токов на концах источника вблизи оси для данных размеров плазмы и продольного распределения магнитного поля. Как входные параметры для численного моделирования используются только плотность нейтрального газа вне плазмы и температура электронов.

Физическая модель и математические уравнения дают возможность качественного описания и количественного моделирования процессов накопления и производства ионов в постоянном и импульсном режимах работы ECR-источника. Критериями для выбора и подгонки параметров плазмы при моделировании являются экспериментально полученные зарядовые распределения и ВЧ-мощность. Они могут быть использованы для оценки плотности и энергии электронов, полученных в результате моделирования. В 90-е гг. было проведено большое количество вычислений для ECR-источников в ЛЯР ОИЯИ, университетах Франкфурта и Дрездена, ЦЕРН, RIKEN (Япония), LNS LNFN (Италия) и некоторых других источников.

В начале 90-х гг. было начато сотрудничество по физике многозарядных источников ионов между ОИЯИ и ЦЕРН. Исследования позволили определить основные параметры плазмы ECR-источника в ЦЕРН и предложить возможные

пути усовершенствования источников ионов. Расчетное зарядовое распределение в сравнении с измеренным распределением показано на рис. 2.13. Анализ измеренных значений позволил определить среднюю энергию электронов  $E_e = 3-5$  кэВ, плотность электронов  $n_e = 3-5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  в ECR-источнике ЦЕРН.

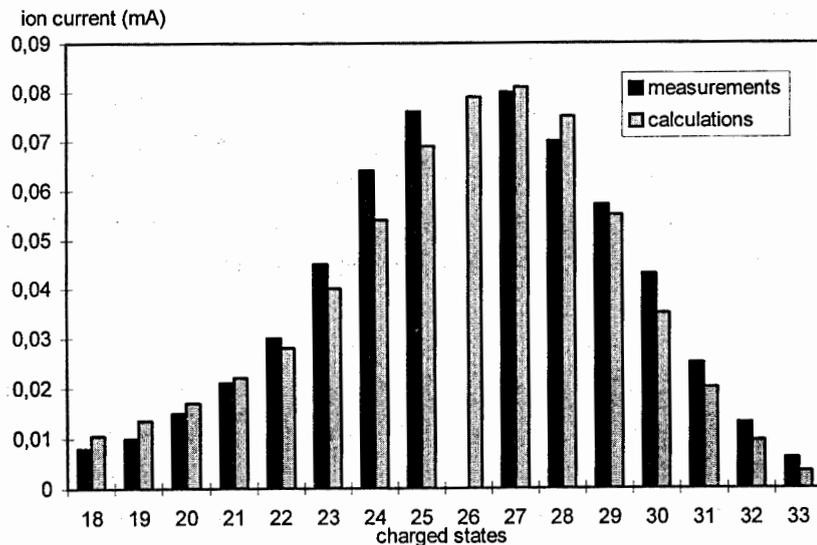


Рис. 2.13. Расчетное распределение зарядовых состояний ионов свинца в импульсном режиме работы в сравнении с измеренным распределением

В рамках сотрудничества с RIKEN (Япония) и LNS LNFN (Италия) были проведены наиболее важные теоретические исследования по образованию и накоплению ионов в ECR-источнике. В течение нескольких лет 18 ГГц ECR-источник в RIKEN непрерывно совершенствовался путем оптимизации каждой его компоненты. Источник работает на 18 ГГц и в способен производить ионы различных газов и металлов. Для изучения параметров плазмы в зависимости от подаваемой ВЧ-мощности и выявления роли эффекта "смеси газов" было проведено численное моделирование производства ионов криптона и ксенона. На рис. 2.14 показана зависимость выходного зарядового распределения от соотношения давлений нейтрального криптона и кислорода в камере источника.

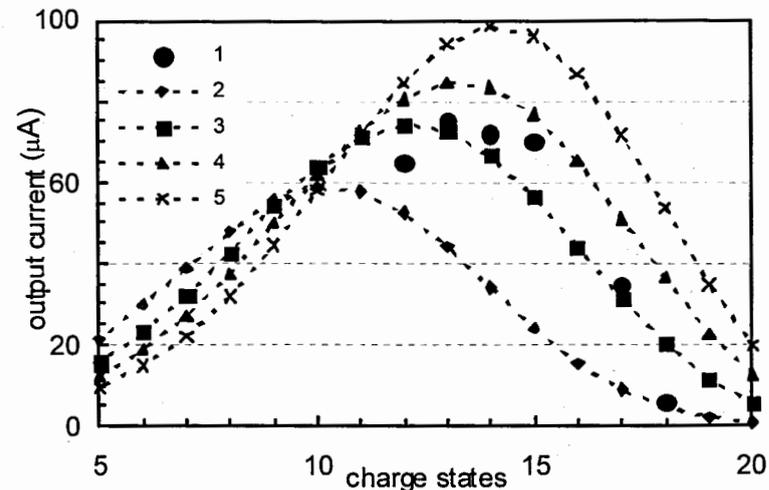


Рис. 2.14. Зависимость зарядового распределения от отношения давления нейтрального Кг к  $O_2$ . Экспериментальное распределение 1 получено при Кг: $O_2$  как 1:2 и  $P = 520$  Вт. Расчетные плотности электронов и подаваемые ВЧ-мощности: Кг: $O_2$  как 1:0 (2) —  $n_e = 0,56 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $P = 90$  Вт; 1:1 (3) —  $n_e = 1,0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $P = 260$  Вт; 1:2 (4) —  $n_e = 1,5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $P = 500$  Вт; 1:4 (5) —  $n_e = 2,4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $P = 1060$  Вт

Численное моделирование и интерпретация экспериментальных результатов для ECR-источника RIKEN позволили впервые оценить параметры электронной компоненты ECR-плазмы и входную мощность ВЧ. Были предложены уравнения, которые дали возможность представить электроны в ECR-плазме как многокомпонентную среду. Теперь любая экспериментальная или аналитическая функция распределения электронов по энергии может быть аппроксимирована последовательностью максвелловских распределений с различными температурами и весами. Два потенциала плазмы описывают ECR-плазму намного более точно с физической точки зрения.

SERSE является сверхпроводящим ECR-источником в INFN-LNS. Он был разработан и сконструирован в INFN-LNS, Катания и CEA – DRFMC, Гренобль, испытан в Гренобле и смонтирован в Катании в середине 90-х гг. SERSE является ECR-источником с магнитным полем до 2,7 Тл и пробочным отношением

магнитного поля до 7. Комбинация из двух или трех 14 ГГц/18 ГГц ВЧ-генераторов, предназначенная для нагрева плазмы, обеспечит выходную ВЧ-мощность до 4 кВт. Источник имеет длинную плазменную камеру длиной порядка 50 см и диаметром порядка 13 см. Такие характеристики обеспечивают уникальные условия для производства многозарядных ионов для инжекции в циклотрон установки INFN-LNS. На рис. 2.15 сопоставлены экспериментальные (кривые 1, 3, 5, 7) и расчетные (кривые 2, 4, 6, 8) зарядовые распределения.

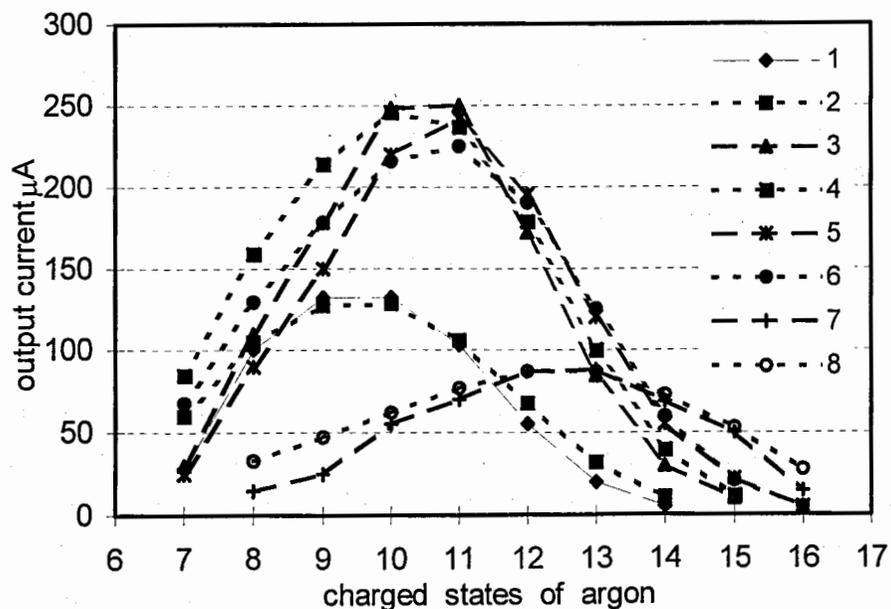


Рис. 2.15. Сопоставление экспериментальных (1, 3, 5, 7) и расчетных (2, 4, 6, 8) зарядовых распределений аргона. Чистый аргон (1) —  $P = 1,09$  кВт; (2) —  $N_e = 1,0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = 6$  кэВ,  $P = 1,0$  кВт. Аргон: кислород, (3) — оптимизировано для  $\text{Ar}^{11+}$ ,  $P = 0,47$  кВт; (4) — 6:1 по нейтралам,  $N_e = 1,7 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = 7$  кэВ,  $P = 1,7$  кВт; (5) — оптимизировано для  $\text{Ar}^{12+}$ ,  $P = 1,2$  кВт; (6) — 6:1 по нейтралам,  $N_e = 1,8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = 8$  кэВ,  $P = 1,9$  кВт; (7) — оптимизировано для  $\text{Ar}^{15+}$ ,  $P = 1,4$  кВт; (8) — 3:2 по нейтралам,  $N_e = 2,0 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = 13$  кэВ,  $P = 1,8$  кВт

## Заключение

Подводя итог, можно сделать вывод, что относительно простая и физически наглядная классическая теория удержания и потерь ионов в ECR-источниках позволяет не только объяснить, но во многих случаях описать количественно основные эффекты, наблюдаемые в ECR-источниках ионов.

Рассмотрение упругих и неупругих взаимодействий и столкновений заряженных частиц в плазме, а также классических потерь из открытой магнитной ловушки позволило разработать модель накопления и удержания ионов в ECR-источниках.

## Рекомендованная литература

1. Shirkov G., Zschornack G. Electron Impact Ion Sources for Highly Charged Ions. Vieweg & Sohn Verlagsgesellschaft mbH, Braunschweig/Wiesbaden, 1996. 320 p.