

Санкт-Петербургский Государственный Технический Университет

Физико-технический факультет

Кафедра физики плазмы

---

На правах рукописи

Хуссейн Абд Эль Хафез Абд Эль Рахман Мохамед

ИССЛЕДОВАНИЕ АЛЬФА-ЧАСТИЦ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПЕРЕЗАРЯДКИ  
В ОБЛАКЕ МАКРОЧАСТИЦЫ (РСХ)

Специальность 01. 04. 04 – Физическая электроника

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико- математических наук

Санкт-Петербург

2002

Работа выполнена в Санкт-Петербургском Государственном Техническом Университете, (г. Санкт-Петербург)

Научный руководитель – доктор физико-математических наук,  
профессор Кутеев Б.В.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,  
профессор кафедры инженерной электрофизики  
СПбГТУ  
Шнеерсон Г.А.

Кандидат физико-математических наук,  
старший научный сотрудник ФТИ им. А.Ф. Иоффе  
Н.В. Сахаров

Ведущая организация: НИИЭФА им. Д.В. Ефремова

Защита состоится « 25 » апреля 2002г. в 13 часов на заседании специализированного ученого совета Д 212.22901 при Санкт-Петербургском Государственном Техническом Университете по адресу: 195251, С.- Петербург, Политехническая ул., д.29.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Санкт-Петербургского Государственного Технического Университета.

Автореферат разослан «     » апреля 2002г.

Ученый секретарь специализированного совета  
доктор физико-математических наук профессор

Водоватов.И.А

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

### Актуальность проблемы

Первое поколение термоядерных реакторов в качестве топлива будет использовать смесь дейтерия и трития (D-T). Возникающие при реакции дейтерия с тритием альфа-частицы с энергией 3.5 МэВ должны хорошо удерживаться магнитным полем для того, чтобы они, прежде чем уйдут на стенки, успели благодаря столкновениям передать плазме значительную долю своей энергии. Тогда становится возможным нагреть ионы плазмы до температуры около 100 миллионов градусов, необходимой для протекания самоподдерживающейся термоядерной реакции. В случае, если альфа-частицы будут удерживаться плохо, зажигание термоядерной реакции потребует большей температуры и концентрации плазмы чем предполагают сейчас.

В настоящее время используется два активных метода диагностики быстрых альфа-частиц на основе их перезарядки до атомов гелия с последующей регистрацией нейтралов. Первый метод – это двойная перезарядка на пучке атомов гелия с энергией 50 – 100 КэВ/аеи. В настоящее время этот метод успешно используется на установке JET (Petrov M. P., et al, 1992). Второй метод нейтрализации альфа-частиц основан на использовании абляционного облака макрочастицы (пеллета), испаряющейся в плазме (Fisher R. K., et al, 1992). Часть альфа-частиц, падающих на облако, нейтрализуется за счет двух последовательных одиночных или одного двойного захвата электронов. Пеллетная перезарядочная диагностика (РСХ) альфа-частиц была успешно применена на токамаке TFTR в экспериментах с дейтерием и тритием.

Исследования спектров нейтралов перезарядки дают информацию об энергетической функции распределения удерживаемых в плазме альфа-частиц. Измеряемый спектр нейтральных атомов пропорционален произведению потока альфа-частиц на абляционное облако и доли альфа-частиц, которые нейтрализуются в облаке.

Хотя относительные величины функции распределения, полученные с помощью РСХ – диагностики, дали разумное значение эффективной температуры альфа-частиц и указывали на классический механизм релаксации энергии, абсолютные значения измеренных потоков частиц были на порядок меньше значений, ожидавшихся на

основе теоретического моделирования перезарядки с помощью кода (Strachan J. D., et al, 1994).

Мы считаем, что такое расхождение с экспериментом возникает из-за переоценки размера облака, предполагавшегося в расчетах пеллетной перезарядки, выполненных в работе Макчеснея и др. (McChesney J. M., et al, 1997).

### **Цель настоящей работы**

Цель данной диссертационной работы состояла в усовершенствовании модели взаимодействия альфа-частиц с облаком, окружающим испаряющуюся макрочастицу, и применение созданной модели для анализа экспериментальных данных, полученных на действующих установках (TFTR) и для моделирования сигналов РСХ диагностики для установок следующего поколения, таких как Международный экспериментальный термоядерный реактор ИТЭР.

### **Научная новизна и практическая ценность работы**

Данная работа посвящена анализу параметров пеллетного облака, которые имеют существенное влияние на определение энергетических распределений альфа-частиц. Для оценок размера облака макрочастицы при РСХ-диагностике нами предложено использовать подходы, основанные на ионизационном балансе и длине ионизации испаренных с пеллеты нейтральных атомов. Это позволяет лучше согласовать абсолютные значения измеренных потоков с теоретически оцененными в работе Макчеснея и др. (McChesney J. M., et al., 1997) для TFTR.

Проведено моделирование абляции литиевой пеллеты в токамаке ITER – FEAT и оценены размеры и линейная плотность облака. Расчеты Макчеснея и др. (McChesney J. M., et al, 1997) для рассеяния и потери энергии быстрыми альфа-частицами в облаке и для равновесной доли нейтральных атомов уточнены с учетом новых размеров облака.

Получены оценки потоков нейтральных атомов в анализаторе нейтральных частиц (NPA), ожидаемых для установки ITER – FEAT, которые подтверждают перспективность применения метода РСХ в условиях работы реактора.

Результаты работы могут быть использованы при анализе экспериментов на действующих установках типа токамак и стелларатор, при проектировании диагностики альфа-частиц для установок следующего поколения (ИТЭР, W7-X, JT60-U), а также в учебном процессе.

## **Основные положения, выносимые на защиту**

На защиту выносятся:

1. Усовершенствованная модель взаимодействия альфа частиц с облаком, окружающим испаряющуюся макрочастицу, в которой поперечные размеры облака оцениваются на основе энергетического баланса, либо длины ионизации испаряющегося материала.
2. Результаты применения модели взаимодействия альфа частиц с облаком макрочастицы для анализа данных экспериментов на токамаке TFTR, которые свидетельствуют о возможности определения абсолютных значений функции распределения альфа-частиц.
3. Результаты моделирования сигналов РСХ-диагностики в установке ИТЭР, указывающие на перспективность ее применения в реакторных условиях.

## **Апробации работы и публикации**

Основные результаты представленных в диссертации исследований докладывались на

Международной конференции по технологии материалов (Каир, 2001).

Конференции американского физического общества (Квебек, 2000)

4-м международном симпозиуме "Тенденции развития управляемого синтеза" Вашингтон, 2001.

V Всероссийской конференции по проблемам науки и высшей школы (С.Петербург, 2001)

Совещании по диагностике ИТЭР (С.-Петербург, 2001)

По материалам диссертации опубликовано четыре работы.

## **Структура и объем диссертации**

Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Она включает в себя 83 страниц текста, 35 рисунков, 2 таблицы. Список цитированной литературы содержит 50 наименований.

## **СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ**

**Во введении** кратко сформулированы актуальность темы, научная и практическая значимость выполненной работы, обоснована постановка задачи исследований и изложены основные положения, выносимые на защиту.

**Первая глава** посвящена истории метода инъекции твердых пеллет в плазму токамака. Этот метод рассматривается как мощный инструмент подачи топлива в плазму и управления профилем концентрации, поэтому для экспериментального и теоретического развития метода были приложены значительные усилия.

Во второй части этой главы детально обсуждена методика пеллетной перезарядочной диагностики (РСХ), которая рассматривается как один из возможных методов измерения энергетической функции распределения удерживаемых в плазме альфа-частиц. Метод измерения основан на нейтрализации альфа частиц в плазменном абляционном облаке, которое окружает инжектированную в плазму пеллету. Диагностика применена на установке Tokamak Fusion Test Reactor (TFTR), и сейчас является единственным апробированным методом измерения энергетической функции распределения альфа-частиц с энергиями больше чем 1 МэВ.

**Вторая глава** описывает существующие модели, использовавшиеся для метода пеллетной перезарядки, а также наши расчеты.

**В параграфе 1-2** описана модель Фишера и др. (Fisher R. K., et al, 1988). Их идеей было использование инъекции пеллет для того, чтобы создать мишень для взаимодействия с быстрыми альфа-частицами путем многократной перезарядки и ядерных реакций. Как показывает модель, облако вокруг испаряющейся примесной макрочастицы создает достаточно плотную мишень для двукратной перезарядки альфа частиц. Более высокая плотность в абляционном облаке, оцененная по штарковскому уширению линии Li как  $10^{16}$ - $10^{17}$  см<sup>-3</sup> (работа Terry J. L., e. al, 1990), обеспечивает заметное увеличение потоков нейтралов до уровня, приемлемого для диагностических целей. В работе показано, что:

- 1- Измерение энергетического спектра нейтрального гелия, получаемого при многократном C-X взаимодействии альфа частиц и облака, окружающего инжектированную пеллету, оказывается эффективным методом диагностики энергетического распределения быстрых альфа частиц, удерживаемых в термоядерной плазме.
- 2- Первоначальная формулировка модели, использованной для оценки уровней сигнала нейтрального анализатора, которую мы будем называть “однопрогонная модель”, некорректна, поскольку она не учитывает спиральность ларморовской орбиты, из-за которой налетающие на облако альфа-частицы многократно его пересекают.

**Параграф 2-2** описывает модель Макчеснея и др. Авторы работы (McChesney J. M., et al, 1997) усовершенствовали однопрогоночную модель, использовали метод Монте – Карло и аналитические решения для вычисления доли нейтрализаций. Они учли такие эффекты как ионизацию электронами плазмы и абляционного облака, а также распределение ионов облака по зарядовым состояниям. Также рассматривались возможные эффекты потери энергии и рассеяния альфа-частиц в облаке по углам.

Результаты могут быть суммированы так.

Энергетический спектр, определенный с помощью “однопрогоночной модели”, принципиально правильный, но при энергии ниже 1 МэВ может содержать искажения. Тем не менее, первоначальные измерения переоценивают число счетов анализатора приблизительно в  $2\pi$  раз. Более того, “однопрогоночная модель” игнорирует влияние распределения ионов в облаке по зарядовым состояниям на уровень сигнала. Неопределенность, связанная с этими эффектами, затрудняет измерения абсолютных значений концентрации. Потери энергии и рассеяние альфа-частиц в облаке не важны в условиях TFTR.

**Параграф 2-3** описывает наш анализ модели Макчеснея и др. Известно, что абляционное облако вытянуто вдоль силовых линий магнитного поля и имеет форму трубки с длиной много больше чем радиус. Согласно указанной выше модели (McChesney J. M., et al, 1997) радиус  $r_{cl}$  облака  $Li^+$  оценен в несколько сантиметров. По следующим причинам нам кажется что это переоценка и  $r_{cl}$  порядка миллиметров.

Оценим радиус облака  $r_{cl}$  для импульса TFTR # 52197 как длину ионизации атомов  $Li^0$ :

$$r_{cl} = c_s \tau_{ion} \quad (1)$$

где  $c_s = \sqrt{\frac{5 k_{Bol} T_s}{3 m_a}}$  - скорость испаренных атомов,  $T_s = 1700$  К - температура

поверхности литиевой пеллеты,  $m_a$  – масса атома  $Li^0$ ,  $\tau_{ion} = \frac{1}{n_e R_1(T_e)}$  время ионизации,

$n_e$  (см<sup>-3</sup>) – концентрация электронов в плазме,  $R_1(T_e)$  – коэффициент первой ионизации, описываемый следующим уравнением

$$R_1(T_e) = \sqrt{\frac{I_1}{T_e} \left( 4.5456 \cdot 10^{-8} \ln \left( \frac{T_e}{I_1} \right) + \sum_{n=0}^2 \beta I_n \left( \frac{I_1}{T_e} \right)^n \right)} \quad (\text{см}^3/\text{с}) \quad (2)$$

где  $T_e$ (эВ) – температура электронов в плазме,  $I_1 = 5.39$  эВ,  $\beta I_0 = 2.78 \cdot 10^{-7}$ ,  $\beta I_1 = 1.583 \cdot 10^{-6}$ ,  $\beta I_2 = 5.465 \cdot 10^{-6}$ ; эти значения взяты из работы Белла и др. (Bell K. L., et al., 1983).

была сделана оценка  $r_{cl}$  для TFTR # 52197 с помощью энергетического баланса, используя модель испарения примесной макрочастицы, построенную Кутеевым (Kuteev V. V., et al, 1995). Рассмотрим баланс электронного теплового потока из основной плазмы на облако и энергии, требуемой для испарения, ионизации и нагрева испаренного материала:

$$2\pi r_{cl}^2 Q_e = \dot{N}(\varepsilon_{ion} + \varepsilon_{subl} + \varepsilon_{heat}) \quad (3)$$

где  $Q_e = n_e \sqrt{\frac{2T_e^3}{\pi m_e}}$  плотность потока тепла из плазмы,  $\varepsilon_{ion}$  - энергия однократной ионизации для  $Li$ ,  $\varepsilon_{subl}$  - энергия сублимации для  $Li$ ,  $\varepsilon_{heat}$  - энергия для нагрева нейтрального атома  $Li$  до 1 эВ,  $\dot{N}$  скорость испарения для пеллеты (атом/с). Результаты применения этой оценки к данным T-10 (Egorov S. M., et al 1990) обсуждаются в главе IV.

Мы считаем, что одной из причин такого рассогласования является переоценка эффективной площади облака ( $A_{eff}$ ).

Для оценки  $A_{eff}$  мы должны рассмотреть геометрию эксперимента. Очевидно, только та часть сигарообразного облака, которая попадает в телесный угол обзора NPA  $d\Omega$ , может наблюдаться анализатором нейтралов. Для телесного угла анализатора, равного  $4 \cdot 10^{-6}$ , диаметр видимой области  $2r_{NPA}$  меньше чем радиус  $r_{cl}$  облака  $Li$  ( 2.5 см как показано в указанной выше модели (McChesney J. M., et al (1997)). Поэтому площадь части облака, из которой собираются нейтральные атомы, равна по модели Макчеснея и др:

$$A_{eff} = \pi(r_{NPA})^2 \approx 20 \text{ см}^2 \quad (4)$$

Пояснение к этому анализу показано на Рис. 1 (а)

В соответствии с нашей оценкой радиуса облака  $r_{cl}$  (миллиметр), диаметр области наблюдения  $2r_{NPA}$  больше, чем радиус облака  $Li$ , как показано на Рис. 1 (b). Поэтому площадь части облака, из которой собираются нейтральные атомы

$$A_{eff} = 4r_{cl}r_{NPA} \approx 1 \text{ см}^2 \quad (5)$$

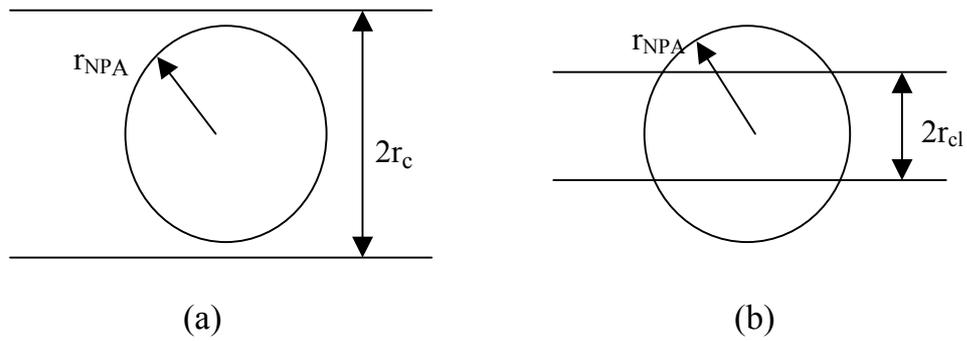


Рис. (1). Сопоставление модели Макчеснея и др. (а) и нашего анализа (b).

Поскольку в в нашем анализе мы рассматриваем  $r_{cl} \ll r_{NPA}$ ,  $r_{cl} \approx 1$  мм, то эффективная площадь  $A_{eff} = 4 r_{cl} r_{NPA} \approx 1 \text{ см}^2$ , в модели Макчеснея и др.  $r_{cl} \geq r_{NPA}$  ( $> 2.5$  см) и тогда эффективная площадь  $A_{eff} = \pi (r_{NPA})^2 \approx 20 \text{ см}^2$ .

**Параграф 2-4** описывает наше моделирование сигнала потока атомов перезарядки NPA для токамака ITER – FEAT. Для моделирования сигнала РСХ для ITER – FEAT мы предположили классическую функцию распределения альфа-частиц. В этих вычислениях мы использовали результаты наших расчетов поперечных размеров облака.

В нашем моделировании абляции литиевой пеллеты в TFTR и ITER – FEAT мы использовали модель испарения примесной макрочастицы, которая представлена в **параграфе 2-5**.

**Третья глава** описывает различные физические процессы, имеющие место при пеллетной перезарядке и сечения реакций, которые должны быть включены в описание этого явления.

**Параграф 3-1** описывает диагностику альфа-частиц в TFTR. Высокоэнергичные альфа-частицы трудно измерять напрямую, поскольку их концентрация в плазме очень мала  $n_\alpha / n_e < 1 \%$ , и они не создают видимого или рентгеновского излучения.

Основные элементы диагностики альфа-частиц в TFTR это измерение уровня и профиля рождения альфа-частиц с помощью детектора нейтронов с энергией 14 МэВ, измерение плотности и энергетического спектра удерживаемых в плазме альфа-частиц с помощью перезарядочной диагностики, и измерение потерь альфа-частиц с помощью сцинтилляционного детектора, расположенного у стенки.

**В параграфе 3-2** подведен итог исследований потоков альфа-частиц. Основной целью измерений потоков альфа-частиц является оценка того, будет ли потеря альфа-частиц в термоядерном реакторе значительно уменьшать мощность нагрева альфа-частицами и вызывать повреждения первой стенки. В этой секции рассматриваются такие механизмы потери альфа-частиц как first orbit alpha loss, потери альфа-частиц на гофрировке тороидального магнитного поля, потери за счет МГД, и alpha collector probe.

**Параграф 3-3** представляет устройство анализатора нейтральных частиц (NPA) для энергий порядка МэВ. Анализатор нейтральных частиц типа GEMMA-2 для энергий около 0.5-4 МэВ, подходящий для С-Х диагностики альфа-частиц, был разработан в Институте им. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия и был доставлен в 1991-1994 на токамаки JET, TFTR и JT-60U для изучения ионного циклотронного нагрева на малой присадке (RF driven minority ions) и синтезированных альфа-частиц.

В соответствии с работой Петрова и Фишера (Petrov M. P, Fisher R. K., 1996), анализатор GEMMA-2 основан на поглощении эмиттированных плазмой атомов с энергией МэВ тонкой алмазной (углеродной) фольгой (200 Ангстрем). Вторичные ионы отклоняются в магнитном поле анализатора на  $90^0$ . Максимальное магнитное поле, которое требуется для отклонения альфа-частиц с энергией 4.0 МэВ в наиболее высокоэнергетический канал NPA, равняется 1.1 Т. После прохождения магнита формируется параллельный пучок ионов с дисперсией по импульсу. Этот пучок проходит через электростатический конденсатор. Трапецеидальный конденсатор отклоняет ионы с одинаковой величиной  $Z/E$  на расстояние  $h = 5$  см от центральной плоскости прибора где расположены восемь детекторов. Таким образом, NPA может измерять спектр разделенных по массам атомов  $H$ ,  $D$ ,  $T$  и  $He$  одновременно по восьми разным энергиям.

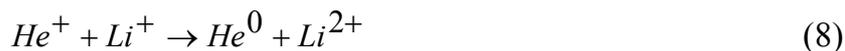
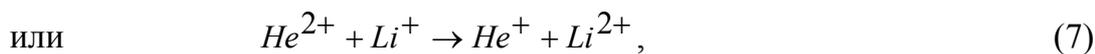
**В параграфе 3-4** представлена пеллетная С – Х диагностика альфа-частиц в TFTR. Она была разработана при взаимодействии Дж. Дж. Атомик, Институтом им. Иоффе и Принстонской Лабораторией Физики Плазмы в 1992 – 1994 и сейчас является стандартной диагностикой во время DT экспериментов на TFTR. В соответствии с работой Петрова и Фишера (1996), в РСХ диагностике на TFTR используются пеллеты из лития и бора диаметром 1.7 мм и длиной 3 мм инжектируемые со скоростью 500 – 700 м/с ( $Li$ ) и 300 – 400 м/с ( $B$ ). NPA “видит” пеллету сзади, линией наблюдения проходит под тороидальным углом  $2.75^0$  к траектории радиально инжектированной

пеллеты. Следовательно, в этих экспериментах детектируются только почти перпендикулярные (полю) альфа-частицы. При попадании в плазму пеллета формирует тороидально вытянутое абляционное облако, которое путешествует затем вместе с ней по плазме. Небольшая доля альфа-частиц, падающих на облако, нейтрализуется либо последовательными перезарядками на водородоподобных ионах, либо двойным захватом электронов на водородоподобных ионах в облаке. Этот нейтральный гелий, уходящий из плазмы, анализируется с помощью NPA GEMMA-2. По результатам измерения энергетического распределения нейтрального гелия  $dn_0/dE$  может быть определено энергетическое распределение падающих альфа-частиц  $dn_\alpha/dE$ ,  $dn_\alpha/dE = dn_0/dE [F_0(E)]^{-1}$ , где  $F_0(E)$  – равновесная доля нейтрализованных в облаке альфа-частиц как функция их энергии.

**В параграфе 3-5** обсуждаются перспективы использования пеллетной СХ диагностики для ITER. Для РСХ диагностики альфа-частицы представляют интерес как примесные (бериллий, литий, бор и углерод) так и топливные (тритий и дейтерий) пеллеты. Представлены некоторые оценки глубины проникновения примесной пеллеты в ITER. Для оценок использована скорость пеллеты 4 км/с, достигаемая с помощью двуступенчатой легкогазовой пучки. При использовании других методов инжекции возможны даже большие скорости пеллеты. Результаты основаны на модели абляции пеллеты созданной Парксом и др. (Parks P. V., et al., 1988). Бериллиевая пеллета радиусом 1.2 мм, инжектированная со скоростью 4 км/с, которая подняла бы среднюю по объему концентрацию электронов на 1%, сможет проникнуть в ITER приблизительно на 113 см ( $r/a = 0.6$ ). Бериллиевая пеллета радиусом 2 мм (возмущение концентрации 5%) проникла бы приблизительно на 149 см ( $r/a = 0.46$ ). В обоих случаях должен возникнуть сигнал, доступный для измерения РСХ, и позволяющий значительное изучение физики альфа-частиц. Несмотря на то, что все РСХ результаты были получены с использованием пеллет из лития и бора, топливные пеллеты также представляют интерес.

**В параграфе 3-6**, объяснена методика пеллетной перезарядочной (РСХ) диагностики. В токамак радиально инжектируется маленькая твердая пеллета примеси. Электронный поток тепла из плазмы токамака вызывает абляцию нейтральных атомов с поверхности пеллеты. Эти нейтральные атомы ионизируются в пределах нескольких миллиметров от поверхности. При движении испаренного материала от поверхности пеллеты, он последовательно ионизируется до более высоких зарядовых состояний.

Когда давление в облаке падает ниже магнитного давления, его распространение ограничивается направлением магнитного поля, что ведет к образованию удлиненного облака цилиндрической формы, которое движется вместе с пеллетой. Потенциал ионизации гелиеподобных состояний более чем на порядок выше чем для предыдущего подобного литиевого состояния. Ожидается, что большая часть абляционного облака находится в гелиеподобном состоянии. Эта часть облака обеспечивает мишень с высокой плотностью, на которой альфа-частицы могут нейтрализоваться благодаря реакции двойной перезарядки или двум последовательным однократным перезарядкам. Получающиеся нейтральные атомы уходят из плазмы и могут быть детектированы анализатором нейтральных частиц (NAP). Для примера возьмем литий



Если концентрация абляционного облака, проинтегрированная вдоль траектории частиц, проходящих через него, достаточно велика, то доля нейтрализующихся среди падающих ионов перестает зависеть от концентрации в облаке. Говорят, что она достигает равновесной доли нейтрализаций  $F_0^\infty(E)$ . Тогда энергетическая функция распределения нейтрального гелия связана с энергетической функцией распределения падающих альфа-частиц соотношением

$$\frac{dn_{He^0}}{dE} = \frac{dn_\alpha}{dE} F_0^\infty(E) \quad (9)$$

Это ведет к следующему выражению для числа нейтральных частиц, приходящих в энергетический канал анализатора

$$\frac{dN_0}{dt} = \frac{dn_\alpha}{dE} \Delta E v_\alpha A_{cl} F_0^\infty(E) \left( \frac{d\Omega}{4\pi} \right) \eta \quad (10)$$

где  $\frac{dN_0}{dt}$  число счетов нейтральных частиц в NPA,  $\frac{dn_\alpha}{dE}$  распределение альфа-частиц по энергиям,  $\Delta E$  разрешение по энергии анализатора NPA,  $v_\alpha$  скорость альфа-частиц,  $A_{cl}$  площадь облака наблюдаемая анализатором,  $d\Omega$  пространственный угол

наблюдения детектора в NRA,  $F_0^\infty(E)$  равновесная доля нейтрализаций, и  $\eta$  эффективность поглощающей фольги в NRA-анализаторе.

**В параграфе 3-7**, даны скоростные уравнения, описывающие зарядовую структуру пучка альфа-частиц, проникшего на глубину  $x$  в слой плазмы  $Li^+$ :

$$\frac{dn_0}{dx} = [n_1\sigma_{10} + n_2\sigma_{20} - n_0(\sigma_{01} + \sigma_{02})]n_{Li}, \quad (11)$$

$$\frac{dn_1}{dx} = [n_0\sigma_{01} + n_2\sigma_{20} - n_1(\sigma_{10} + \sigma_{12})]n_{Li}, \quad (12)$$

$$\frac{dn_2}{dx} = [n_0\sigma_{02} + n_1\sigma_{12} - n_2(\sigma_{20} + \sigma_{21})]n_{Li}, \quad (13)$$

$$n_T = n_0 + n_1 + n_2. \quad (14)$$

В уравнениях (11) – (14)  $n_{Li}$  – это концентрация абляционного облака, индексы 0, 1, и 2 относятся соответственно к зарядовым состояниям гелия 0, +1, +2. Сюда включена ионизация электронным ударом. Электронная рекомбинация пренебрежимо мала. В уравнениях (11) – (14), сечения ионизации ионным ударом, ионной перезарядки и ионизации электронным ударом скомбинированы и получены  $\sigma_{01}$  и  $\sigma_{12}$ .

Доли зарядовых состояний частиц в пучке как функции от глубины  $x$  могут быть получены при решении уравнений (11) – (14). Общее решение этих уравнений было сделано Эллисоном (Allison S. K., 1958).

**В параграфе 3-8** описываются потери энергии в облаке. Мы рассматриваем, могут ли налетающие альфа-частицы потерять в облаке значительную часть своей энергии, так что их энергетический спектр будет искажен. В случае быстрых альфа-частиц (от 0.5 до 3.5 МэВ), налетающих на частично ионизованное абляционное облако, за большую часть потери энергии отвечают электроны облака (в свободном и связанном состоянии). Ионы облака дают малый вклад в потери энергии.

Комбинированные потери энергии могут быть представлены, как это описано Джексонном (Jackson J. D., 1974)

**Параграф 3-9** описывает рассеяние в облаке. Мы рассматриваем, важно ли угловое рассеяние налетающих альфа-частиц, и требуется ли его включение в наш анализ взаимодействия альфа-частиц с облаком. Рассеяние на ионах облака преобладает над рассеянием на электронах, и многократные рассеяния на малые углы преобладают над рассеяниями на большие углы. Классическая формула рассеяния

Резерфорда может быть использована, чтобы определить средний квадрат углового отклонения тестовой частицы с зарядом  $Z_\alpha$  вследствие многократных рассеяний на малые углы при столкновении с ионами заряда  $Z$ .

**Четвертая глава** содержит результаты и обсуждение, которые основаны на наших расчетах и моделировании явления пеллетной перезарядки.

**В параграфе 4-1** рассчитан поперечный размер облака литиевой пеллеты в TFTR. В этой части работы мы промоделировали абляционное облако из  $Li^+$  для параметров плазмы близких к TFTR # 52197 ( $n_e = 6.8 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $T_e = 2.3 \text{ КэВ}$ ), используя модель заряженной пеллеты, и получили оценку поперечного размера облака на основе длины ионизации и баланса энергии.

Согласно этим результатам, мы можем увидеть, что и радиус ионизации, и радиус по энергетическому балансу уменьшаются в направлении к центру плазмы. Также представлен радиус пеллеты  $r_p$ , он ведет себя аналогично радиусу облака. Наконец, для TFTR # 52179 видно, что оценка радиуса облака и из энергетического баланса, и из ионизационного радиуса дает  $r_{cl} \approx 1 \text{ мм} \approx r_p$ , что приблизительно на порядок меньше, чем оценка Макчеснея и др.(1997). Этот результат имеет большое значение при оценке эффективной площади облака, попадающей в область наблюдения NRA, как мы увидим из последующего обсуждения.

**Параграф 4-2** описывает теоретические и измеренные РСХ энергетические функции распределения альфа-частиц в TFTR. На Рис.2 показан энергетический спектр альфа-частиц, который был определен Макчеснеем и др. (1997) для диагностики РСХ, и был сравнен с теоретическим расчетом кода FPPT (Strachan 1994). Из этого рисунка можно заключить, что форма экспериментального спектра РСХ согласуется с рассчитанной теоретически, но величина экспериментального спектра заметно меньше, чем ожидалось.

Для подтверждения результатов мы рассчитали энергетический спектр альфа-частиц, измеренный РСХ, который основывался на нашей оценке эффективной площади облака. Как видно из рисунка, сравнение наших результатов и результатов кода FPPT дает хорошее согласие.

На этом этапе мы можем заключить, что переоценка величины  $r_{cl}$  и эффективной площади облака  $A_{eff}$  является одной из возможных причин несогласования измеренного РСХ и ожидаемого распределения альфа-частиц по энергиям.

**Параграф 4-3** описывает долю пучка  $F_i(n_{Li} x)$  как функцию проинтегрированной вдоль линии концентрации  $Li^+$  для энергий (альфа-частиц налетающих на абляционное облако  $Li^+$ ) 100, 300, 500, 700, и 900 КэВ/аеи соответственно.

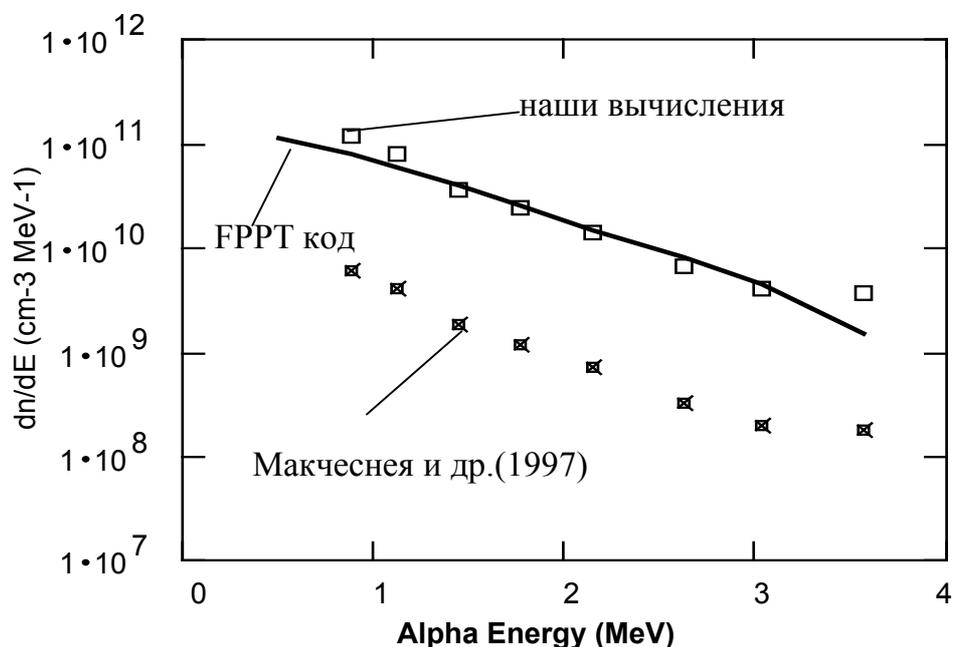


Рис. (2): Число счетов анализатора как функция энергии альфа-частиц в TFTR.

Видно, что доля возрастает с увеличением интегральной концентрации и достигает равновесной доли нейтрализаций.

Основное заключение – что доля нейтральных атомов  $F_0$  возрастает с интегральной концентрацией и достигает равновесных значений на масштабе  $5 \times 10^{16} - 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ , и падает при возрастании энергии альфа-частиц, падающих на абляционное облако.

Из выше замеченного следует, что важно представлять долю нейтральных атомов  $F_0$  как функцию интегральной концентрации для разных энергий налетающих альфа-частиц, поэтому рассмотрена доля нейтральных атомов как функция интегральной концентрации для энергий 100, 300, 500, 700, и 900 КэВ/аеи.

**В параграфе 4-4**, рассмотрена зависимость доли нейтрализуемых альфа-частиц от интегральной концентрации для разных структур литиевого облака при энергиях 100, 300, и 700 КэВ/аеи.

Оказывается, что для ожидаемых концентраций облака ( $\geq 5 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) в интересующем диапазоне энергий (100 КэВ/аем – 700 КэВ/аем) доля нейтральных атомов для разных структур литиевого облака достигает равновесной доли нейтрализаций. Это упрощает расшифровку энергетического спектра альфа-частиц, поскольку в этом случае детектируемый поток нейтральных атомов не зависит от временной эволюции интегральной концентрации облака. Сигнал NPA зависит только от поперечного размера облака, который определяет площадь облака, наблюдаемую NPA.

**В параграфе 4-5** описывается равновесная доля нейтральных атомов. Согласно предыдущему обсуждению, мы можем вычислить энергетический спектр налетающих на облако альфа-частиц  $dn_{\text{He}^{++}}/dE$  по энергетическому спектру приходящего из плазмы нейтрального гелия  $dn_{\text{He}^0}/dE$ , измеренного вне плазмы. Даже при проинтегрированных вдоль линии концентрациях несколько ниже  $5 \times 10^{16} \text{ см}^{-2}$ , энергетическая зависимость превращения  $\text{He}^{++}$  в  $\text{He}^0$  будет близка к равновесной доле нейтрализаций  $F_0^\infty(E)$  в интересующем диапазоне энергий.

В этом разделе показаны равновесные доли нейтрализаций для разных составов облака по зарядовым состояниям для энергий 0.1 МэВ/аем – 1 МэВ/аем. Видно, что форма энергетического спектра вылетающих нейтральных атомов одна и та же для разных составов облака по зарядовым состояниям.

Влияние  $\text{Li}^{2+}$  и  $\text{Li}^{3+}$  сказывается на уменьшении равновесной доли нейтрализаций при всех энергиях. При энергиях выше 150 КэВ/аем энергетическая зависимость не изменяется из-за присутствия  $\text{Li}^{2+}$  и  $\text{Li}^{3+}$ .

Поэтому, если мы предположим, что облако состоит целиком из  $\text{Li}^+$ , то форма энергетического спектра альфа-частиц, полученная по сигналу NPA, не будет чувствительна к этому упрощению.

**Параграф 4-6** описывает потери энергии в облаке. Мы рассматриваем, могут ли налетающие альфа-частицы потерять в облаке значительную часть своей энергии, так что их энергетический спектр будет искажен. В случае быстрых альфа-частиц (от 0.5 до 3.5 МэВ), налетающих на частично ионизованное абляционное облако, за большую часть потери энергии отвечают электроны облака (в свободном и связанном состоянии).

Показаны потери энергии (%) как функция проинтегрированной вдоль линии концентрации ( $10^{15} \text{ см}^{-2} - 10^{19} \text{ см}^{-2}$ ) для различных энергий альфа-частиц (0.5 – 3.5 МэВ). Видно, что с ростом интегральной концентрации потери энергии растут, с ростом энергии налетающих альфа-частиц потери энергии уменьшаются.

Основной вывод из этого анализа состоит в том, что энергетические потери альфа-частиц малы по сравнению с ожидаемым энергетическим разрешением NPA  $\Delta E = (0.05 - 0.1) E$ . Потери энергии альфа-частиц не должны значительно различаться для ионизованного и частично ионизованного облака. Так происходит потому, что скорость альфа-частиц велика по сравнению с орбитальной скоростью связанных электронов, следовательно, потери энергии альфа-частиц на свободных и связанных электронах будут одинаковы.

**Параграф 4-7** описывает среднеквадратичное угловое отклонение быстрых альфа-частиц в облаке  $Li^+$  как функцию энергии налетающих альфа-частиц (МэВ) для разных концентраций облака и длин пробега. Известно, что в слишком плотном облаке налетающие альфа-частицы могут рассеяться на большой угол и потерять много энергии (как видно из предыдущей секции).

Показано среднеквадратичное угловое отклонение как функция энергии налетающих альфа-частиц (0.5 – 3.5 МэВ) для разных концентраций облака ( $10^{14}$ ,  $10^{15}$ , и  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ ), и для длины пробега в облаке 10 см. Видно, что средний квадрат (угла) уменьшается при возрастании энергии налетающих альфа-частиц и при наивысших значениях энергии практически исчезает; при больших концентрациях облака он имеет большее значение. Также представлены аналогичные данные для длины пробега в облаке 20 и 30 см. В этих случаях среднеквадратичное угловое отклонение, естественно, больше.

Из этого анализа следует, что угловое рассеяние альфа-частиц в литиевом облаке невелико. Поэтому информация об угле, под которым налетают альфа-частицы, сохраняется при перезарядке в облаке.

**Параграф 4-8** промоделированный счет атомов в NPA для ITER-FEAT. В этой части мы обсудим в деталях моделирование числа счетов атомов РСХ в анализаторе нейтральных частиц в токамаке ITER – FEAT с помощью наших оценок поперечного размера облака. Также учтено изменение температуры и концентрации плазмы вдоль малого радиуса установки ITER-FEAT ( малый радиус 200 см).

Этот параграф также включает аналогичные графики для числа счетов частиц/с как функции энергии альфа-частиц (0.5-3.5 МэВ), налетающих на пеллету на малом радиусе 100, 150, 175 см для разных радиусов абляционного облака (3, 4, 5 мм). В дополнение к вышеуказанным графикам мы можем рассчитать число счетов частиц/с как функцию малого радиуса для разных энергий налетающих альфа-частиц (0.5 – 3.5 МэВ). Можно заметить, что число счетов уменьшается с увеличением малого радиуса так же как и с увеличением энергии альфа-частиц.

Основной вывод из моделирования РСХ на ITER-FEAT заключается в ожидаемом числе счетов NRA, лежащем в диапазоне  $10^7$  -  $10^{11}$  частиц/с. Это число счетов определяется эффективной площадью облака и возрастает, если возрастает радиус облака, пересекающего область наблюдения NRA. Мы ожидаем, что число счетов будет меньше, если учитывать влияние структуры абляционного облака, поскольку максимальной равновесной доле нейтральных атомов соответствует 100%  $Li^+$ .

### **Основные результаты работы**

Вычисления были проделаны в соответствии с нашей оценкой поперечного размера облака и дали следующие результаты.

- 1- Показано, что поперечный размер облака очень важен для абсолютных измерений. Оценка с помощью ионизационного баланса и длины ионизации нейтральных атомов абляционного материала показывает, что поперечный размер литиевого облака порядка 1 мм. Это позволяет улучшить согласование абсолютных значений промоделированных потоков, возникающих вследствие пеллетной перезарядки с вычисленными теоретически для TFTR.
- 2- При рассмотрении доли нейтрализаций альфа-частиц в абляционном  $Li^+$  нами замечено, что  $F_0$  возрастает с увеличением концентрации, проинтегрированной вдоль линии ( $10^{14} - 10^{18} \text{ см}^{-2}$ ), и достигает равновесных значений при интегральной концентрации в диапазоне  $5 \times 10^{16} - 3 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$ , но уменьшается с возрастанием энергии налетающих на облако альфа-частиц.
- 3- В отношении доли нейтрализаций для разных структур литиевого абляционного облака мы видим, что  $Li^+$  занимает наибольшую часть облака, и что при увеличении доли  $Li^+$  в облаке равновесная доля нейтрализаций возрастает.  $Li^{2+}$  и  $Li^{3+}$  уменьшают долю нейтрализаций при всех энергиях.

- 4- При рассмотрении эффектов, связанных с потерей энергии в облаке  $Li^+$  мы замечаем, что потери энергии альфа-частиц малы по сравнению с ожидаемым разрешением NPA  $\Delta E = (0.05 - 0.1) E$ . Потери энергии альфа-частиц не должны значительно различаться для ионизованного и частично ионизованного облака. Так происходит потому, что скорость альфа-частиц велика по сравнению с орбитальной скоростью связанных электронов, следовательно, потери энергии альфа-частиц на свободных и связанных электронах будут одинаковы.
- 5- Если облако слишком плотное, налетающие альфа-частицы могут отклониться на значительный угол. Средний квадрат (угла) уменьшается при возрастании энергии налетающих альфа-частиц и при наивысших значениях энергии практически исчезает; при больших концентрациях облака он становится большим. Угловое рассеяние альфа-частиц в литиевом облаке невелико. Поэтому информация об угле, под которым на него падают альфа-частицы, сохраняется при перезарядке в облаке.
- 6- Моделирование РСХ в ITER-FEAT показывает, что ожидаемое число счетов анализатора для РСХ находится в диапазоне от  $10^7$  до  $10^{11}$  частиц/с. Это число счетов основано на вычислении эффективной площади облака и возрастает, если возрастает радиус облака, пересекающего область наблюдения NPA. Мы ожидаем, что это число счетов будет меньше, если учитывать влияние структуры абляционного облака, поскольку максимальной равновесной доле нейтральных атомов соответствует 100%  $Li^+$ .

Основные результаты, полученные в настоящей работе и вошедшие в диссертацию, опубликованы в работах:

- 1) Kuttev. B. V, Sergeev. V. Yu, Bakhareva. O. A, Mohamed. H. A., Program of the 42 nd Annual Meeting of the Division of Plasma Physics and the 10 th International Congress on Plasma Physics, Québec City, Canada, vol. 45, No.7 (2000).
- 2) Kuttev. B. V, Sergeev. V. Yu, Bakhareva. O. A, Mohamed. H. A., "Current Trends in International Fusion Research Review and Assessment", Washington, D. C., U. S. A., (March 2001), 43.
- 3) Mohamed. H. A., International Conference on Materials Science and Technology ,Egypt, April (2001), 16.
- 4) Кутеев. Б. В, Мохамед. Х. А., "Материалы V Всероссийской конференции по проблемам науки и высшей школы, Фундаментальные исследования в технических университетах, (июнь 2001), 96.