

## Влияние атомных процессов на зарядовые состояния и фракции быстрых тяжёлых ионов при прохождении через газовые, твердотельные и плазменные мишени

И.Ю. Толстихина, В.П. Шевелько

*Представлен обзор экспериментальных данных и теоретических методов расчёта по исследованию атомных процессов с изменением зарядового состояния ионных пучков при прохождении через газовые, плазменные и твердотельные мишени. Основное внимание уделено процессам перезарядки и ионизации с участием тяжёлых многоэлектронных ионов (типа  $Ag^{q+}$ ,  $Kr^{q+}$ ,  $Pb^{q+}$ ,  $W^{q+}$ ,  $U^{q+}$ ) при относительно больших и релятивистских энергиях  $E = 50$  кэВ/нуклон– $10$  ГэВ/нуклон, включая многоэлектронные процессы, приводящие к увеличению полных сечений на 50 % и более. Большое место занимает рассмотрение тормозной способности вещества — основной величины, характеризующей потерю кинетической энергии ионов из-за взаимодействия с частицами вещества. Кратко рассмотрен вопрос о перезарядке тяжёлых ионов на атомах при медленных столкновениях  $E < 10$  эВ/нуклон и роли возникающего при этих энергиях изотопического эффекта. Рассмотрены вопросы динамики формирования зарядовых фракций и равновесных зарядов ионных пучков при взаимодействии со средами на основе решения системы дифференциальных уравнений зарядового баланса, в том числе вопросы образования равновесных фракций и зарядов, равновесной толщины мишени, среднего заряда ионного пучка и т.д. Приведено краткое описание компьютерных программ ETASNA, GLOBAL, CHARGE, BREIT для расчёта зарядовых фракций как функции толщины мишени, а также рассмотрены некоторые приложения использования зарядовых фракций: при детектировании сверхтяжёлых элементов и решении задач лабораторной и астрофизической плазмы. Объяснение физических процессов и эффектов в работе проводится в терминах атомной физики с помощью столкновительных и радиационных характеристик тяжёлых многоэлектронных ионов при их взаимодействии с атомами, ионами, электронами и молекулами.*

**Ключевые слова:** ион-атомные столкновения, эффективные сечения, зарядовые фракции, уравнения зарядового баланса, тормозная способность, перезарядка, обдирка

PACS numbers: 34.10.+x, 34.50.Fa, 34.70.+e

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.02.038071>

### Содержание

1. Введение. Роль атомных взаимодействий при прохождении ионов через мишени (268).
  - 1.1. Газовые мишени. 1.2. Твердотельные мишени (фольги).
  - 1.3. Плазменные мишени. 1.4. Жидкие мишени.
2. Характеристики ионных пучков при их взаимодействии со средой (269).
  - 2.1. Потери кинетической энергии (energy loss). 2.2. Разброс по углам (angular straggling). Радиационная длина. 2.3. Глубина проникновения (range).
3. Тормозная способность вещества (271).
  - 3.1. Определение тормозной способности. 3.2. Эффективный заряд налетающего иона. Таблицы величин тормозной способности. 3.3. Зависимость массовой тормозной способности от

энергии ионов. 3.4. Пик Брэгга. 3.5. Тормозная способность в плазме. 3.6. Влияние эффекта плотности мишени на тормозную способность.

4. Уравнения зарядового баланса (276).
    - 4.1. Уравнения зарядового баланса при прохождении ионов через среду. Средний заряд и равновесная толщина. 4.2. Равновесные фракции и заряды. 4.3. Средний равновесный заряд.
  5. Сечения взаимодействия тяжёлых ионов с газовыми, твердотельными и плазменными мишенями (280).
    - 5.1. Процессы перезарядки. 5.2. Процессы обдирки — ионизации налетающих ионов атомами мишени. 5.3. Релятивистские столкновения. Процессы радиационной перезарядки. 5.4. Эффекты плотности мишени в сечениях перезарядки и обдирки. 5.5. Процессы взаимодействия ионов с плазмой.
  6. Компьютерные программы для расчёта зарядовых фракций ионов (291).
    - 6.1. Программа ETASNA. 6.2. Программы CHARGE и GLOBAL. 6.3. Программа BREIT. 6.4. Программа Монте-Карло для расчёта зарядовых фракций в плазменных мишенях.
  7. Использование зарядовых фракций в приложениях (294).
    - 7.1. Детектирование сверхтяжёлых элементов. 7.2. Роль атомных процессов в астрофизике звёзд.
  8. Заключение (297).
- Список литературы (298).

И.Ю. Толстихина, В.П. Шевелько. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация  
Тел. (499) 132-67-15, (499) 132-69-26  
E-mail: [inga@sci.lebedev.ru](mailto:inga@sci.lebedev.ru), [shev@sci.lebedev.ru](mailto:shev@sci.lebedev.ru)

Статья поступила 10 января 2017 г.,  
после доработки 15 февраля 2017 г.

## 1. Введение. Роль атомных взаимодействий при прохождении ионов через мишени

Процессы взаимодействия ионных пучков при их прохождении через газовые, твердотельные и плазменные среды представляют интерес как для решения фундаментальных задач в атомной, ядерной физике, физике плазмы и ускорителей, так и для широкого диапазона приложений — от пучковой терапии опухолей до создания современных мощных ускорителей заряженных частиц, от детектирования сверхтяжёлых химических элементов до моделирования биохимических процессов в живых клетках [1–10].

Взаимодействие ионов с частицами среды и эволюция ионных фракций (концентраций) пучка определяются свойствами электрон-ионных и ион-атомных процессов взаимодействий, таких как перезарядка, ионизация, рекомбинация, а также фотопроцессами, связанными с излучением и поглощением фотонов. Информация об атомных характеристиках (эффективных сечениях, вероятностях радиационных и оже-переходов) необходима для исследований во многих областях атомной физики и атомной спектроскопии, физики плазмы, квантовой электроники, физики ускорителей и термоядерного синтеза, а также для создания надёжных методов спектроскопической и корпускулярной диагностики лабораторной и астрофизической плазмы. Свойства эффективных сечений атомных процессов взаимодействия ионов с частицами среды, включая их зависимость от скорости, атомной структуры сталкивающихся частиц и плотности среды (эффекты плотности) рассмотрены во многих обзорах и монографиях [11–26].

Из-за интенсивного развития ускорительной техники в последние годы существенно возрос интерес к изучению атомных процессов с участием *тяжёлых* многоэлектронных ионов (типа  $\text{Ar}^{q+}$ ,  $\text{Xe}^{q+}$ ,  $\text{Au}^{q+}$ ,  $\text{W}^{q+}$ ,  $\text{Bi}^{q+}$ ,  $\text{U}^{q+}$ ), связанных с их использованием в физике управляемого термоядерного синтеза [27, 28], торможения пучков тяжёлых ионов в средах [29], фрагментации экзотических ядер [30], генерации экстремальных состояний вещества [31], в астрофизике [32], для исследования структур новых материалов [33] и в других областях. Информацию о международных банках атомных данных по структуре атомов и ионов, об эффективных сечениях электрон-атомных, ион-атомных процессов и других характеристиках можно найти на сайте МАГАТЭ [34].

Оптимизация плотности и состава остаточного газа в ускорителе с целью достижения минимальных потерь ионов и максимального времени жизни ионного пучка (так называемые *условия вакуума*) является основой проектирования современных типов ускорителей и накопительных колец, а также предметом исследования международных проектов, например проекта FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research), начавшегося в 2011 г. в Институте тяжёлых ионов в Дармштадте (GSI, Darmstadt) [35]. Другим важным примером является проект NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) — российский коллайдер протонов и тяжёлых ионов, строящийся на базе ускорителя Nuclotron в ОИЯИ (Дубна) с целью создания материи с высокой плотностью в лабораторных условиях при столкновении ионов золота (атомный номер  $Z = 79$ ) с энергией порядка 10 ГэВ/нуклон. Разработка проекта началась в 2013 г., строительство коллайдера — в марте 2016 г.

Интерес к процессам взаимодействия ионов со средами возник более 100 лет назад при экспериментальном исследовании процессов нейтрализации ионов, сталкивающихся с газовыми мишенями [36]. Впоследствии большой вклад в исследование этих проблем был внесён многими известными физиками, включая Л.Д. Ландау, П.В. Вавилова, У.Л. Брэгга (W.L. Bragg), У.Ю. Лэмба (W.E. Lamb), Н. Бора (N. Bohr), Й. Линдхарда (J. Lindhard), Н.О. Лассена (N.O. Lassen), Е. Теллера (E. Teller), Г.Д. Бетца (H.D. Betz), Г. Берри (H.G. Berry), К. Шима (K. Shima) и др. (см. [1, 9, 10]). В настоящее время эксперименты с участием тяжёлых ионов интенсивно проводятся на ведущих мировых ускорителях в ОИЯИ (Дубна, Россия), CERN (Швейцария), GANIL (Франция), UNILAC (Германия), NSCL (National Superconducting Cyclotron Laboratory) и Super-HILAC (Super Heavy Ion Linear ACcelerator) (США), RIKEN (Япония), HIRFL (Heavy Ion Research Facility in Lanzhou) (КНР).

При прохождении пучка тяжёлых ионов с определённым зарядом через среду (газ, плазму, твёрдое тело) происходит взаимодействие ионов с атомами, молекулами, ионами и электронами мишени, в результате чего в среде формируются *фракции*  $F_q(x)$  ионов с различными зарядами  $q$ , каждая из которых имеет свою эволюцию как функции глубины проникновения (толщины мишени)  $x$ . При относительно больших толщинах мишени  $x$ , намного превышающих длину свободного пробега  $L$  ионов в среде,  $x \gg L$ , фракции ионов перестают зависеть от толщины мишени  $x$  и начального заряда ионов и достигают так называемого *равновесного* распределения. При этом образующиеся фракции ионов называются *равновесными* и характеризуются установившимся равновесием между числами актов ионизации и рекомбинации ионов с данным зарядом в столкновениях с частицами мишени.

Цель настоящей работы — представить информацию о современном состоянии экспериментов и теории по исследованию процессов с изменением зарядового состояния ионов с кинетической энергией 50 кэВ/нуклон  $< E < 10$  ГэВ/нуклон при их прохождении через газовые, плазменные и твердотельные мишени, а также информацию о теоретических подходах и компьютерных программах для расчёта эффективных сечений взаимодействия, равновесных и неравновесных фракций ионов, среднего заряда ионов и других характеристик.

Основное внимание уделяется рассмотрению тяжёлых многоэлектронных ионов и атомов мишени, т.е. атомных систем, содержащих более одной электронной оболочки. Такие системы представляют большой интерес как с экспериментальной, так и с теоретической точек зрения: наличие большого числа электронов в сталкивающихся системах часто приводит к ситуациям, когда внутренние электроны играют существенную, а часто и основную роль. Например, процессы многоэлектронной ионизации и перезарядки ионов на нейтральных атомах приводят к увеличению полных сечений на 50% и более, что, в свою очередь, сильно влияет на эволюцию ионных фракций и величины их равновесных зарядов. Объяснение физических процессов и эффектов в работе проводится в терминах атомной физики, т.е. на языке элементарных столкновительных и радиационных процессов.

Используется система атомных единиц:  $m = \hbar = e^2 = 1$ , где  $m$  и  $e$  — масса и заряд электрона,  $\hbar$  — постоянная Планка. В этих единицах атомные (боровские) единицы длины и скорости равны соответственно  $a_0 = \hbar^2/m^2e^2 = 1$ ,  $v_0 = e^2/\hbar = 1$ .

### 1.1. Газовые мишени

В качестве газовых мишеней обычно используются молекулярный водород и азот, а также инертные газы в двух видах: в газовой ячейке с твёрдыми окнами или в виде струи с продувом через форсунки с малым отверстием. Замкнутые газовые ячейки используются для торможения ионов в газах с относительно высокой плотностью, превышающей  $\sim 200$  мкг см<sup>-2</sup>, чтобы коррекция из-за влияния твердотельных окшек была малой.

Газовые мишени с накачкой используются как мишени в накопительных кольцах или для определения эффективных сечений, где необходимо условие одного столкновения, т.е. малые плотности атомов мишени. Основным недостатком таких мишеней является большой угол рассеяния, что затрудняет детектирование событий. Для таких систем разработаны специальные методы контроля, когда газовая форсунка открывается синхронно со временем максимума ионного импульса в ускорителе (см., например, [29]).

### 1.2. Твердотельные мишени (фольги)

В качестве твердотельных мишеней используются фольги металлов от Be ( $Z = 4$ ) до U ( $Z = 92$ ),  $Z$  — атомный номер элемента. Техника изготовления таких мишеней зависит от типа материала и его толщины, которая варьируется от нескольких мкг см<sup>-2</sup> для пучков с энергией несколько кэВ/нуклон до нескольких г см<sup>-2</sup> для релятивистских ионов [29, 37]. Наиболее широко используются графитовые фольги ( $Z = 6$ ), которые изготавливаются с очень высокой степенью точности. В последнее время большой интерес представляют многослойные фольги, изготавливаемые из различных материалов для получения требуемого заряда ионов на выходе (см. [38] и ссылки в ней).

Следует отметить, что в большом количестве экспериментов, например для детектирования сверхтяжёлых элементов, твердотельные мишени должны обладать большим временем жизни, т.е. не должны разрушаться, а должны сохранять свои атомарные свойства в течение длительного воздействия на них высокоэнергетического ионного пучка. Это в большей степени касается толстой подложки фольги (например, C), на которую наносится тонкий слой тяжёлого элемента (например, Pb), который соответственно и участвует в процессе синтеза. При этом время жизни твёрдых мишеней, т.е. время до их разрушения, зависит в основном от радиационного воздействия налетающего ионного пучка и испарения мишени и колеблется от долей секунд до сотен часов в зависимости от типа материала, энергии и зарядового состояния пучка до и после прохождения через мишень [39]. Расчёты таких фольг и их времён жизни проводятся с учётом термодинамических и гидродинамических условий, которым должны удовлетворять твердотельные мишени (см., например, [40, 41]).

### 1.3. Плазменные мишени

Взаимодействие ионных пучков тяжёлых элементов с плазменными мишенями используется в основном для

исследования инерциального термоядерного синтеза, пучковой диагностики плазмы и получения максимально возможной величины среднего заряда ионов на выходе. Для этих целей созданы специальные газоразрядные приборы, состоящие главным образом из кварцевой трубки и газа при давлении в несколько Торр [29, 42, 43]. Состав газоразрядной плазмы (атомы, молекулы, молекулярные ионы, ионы и электроны) зависит от состава газа, его плотности и температуры [44, 45]. Особый интерес представляет взаимодействие ионных пучков с D–T-плазмой [46, 47]. Определение температуры и плотности плазмы обычно проводится методами спектроскопии или с помощью лазерных методик интерферометрии или поглощения [48, 49].

Важным направлением исследования взаимодействия ионных пучков с плазменными мишенями является увеличение в 10 и более раз среднего заряда пучка ионов на выходе (а следовательно, и *тормозной способности*) по сравнению с холодными газовыми мишенями. Это происходит в так называемых плазменных "окнах" при определённых энергиях ионных пучков, когда вероятность захвата связанных электронов нейтральных атомов намного меньше вероятности радиационного захвата свободных электронов плазмы [48–50].

### 1.4. Жидкие мишени

Помимо чисто физического интереса к свойствам жидкостей, взаимодействие ионных пучков с жидкими мишенями представляет практический интерес для биологических исследований в медицине, особенно для пучковой терапии раковых опухолей [6, 7]. Например, ионизация раковых опухолей протонами и ядрами углерода с энергиями порядка нескольких МэВ/нуклон эффективно используется во многих медицинских центрах России, США, Японии и Германии. Поэтому наиболее интенсивно исследуется взаимодействие ионных пучков с молекулами воды, из которой в основном (на 80 %) состоит организм человека. Здесь остаётся ещё много нерешённых вопросов, связанных со структурой сложных молекул, вторичной ионизацией клеток образующимися электронами, которая может привести к их большему повреждению, чем от первичного потока ионов, и т.д. [51–53].

## 2. Характеристики ионных пучков при их взаимодействии со средой

При прохождении пучка ионов через среду из-за взаимодействия с частицами среды его энергия уменьшается, увеличивается разброс по энергии и углу рассеяния. Ниже кратко перечисляются характеристики ионного пучка после прохождения через среду, которые зависят главным образом от *тормозной способности* вещества (см. раздел 3).

### 2.1. Потери кинетической энергии (energy loss)

Пучок ионов в результате взаимодействия с частицами среды теряет свою кинетическую энергию, а его энергетический профиль сдвигается в сторону меньших энергий и "размывается", т.е. становится шире (рис. 1а). Средняя величина потерь энергии  $\langle \Delta E \rangle$ , усреднённая по всем столкновениям, определяется столкновительными флуктуациями потерь из-за двух основных процессов: иони-

зации, рекомбинации и флуктуации зарядовых состояний как функции глубины проникновения пучка в мишени.

Потери энергии  $\langle \Delta E \rangle$  определяются выражением [10]:

$$\langle \Delta E \rangle = Nx \sum_i T_i \sigma_i = Nx \int T d\sigma = Nx \int T \frac{d\sigma}{dT} dT, \quad (1)$$

где  $N$  — плотность атомов мишени,  $x$  — глубина проникновения,  $T$  — потеря энергии в одном столкновении,  $\sigma$  — поперечное сечение потери энергии [10, 20, 54]. Скобки  $\langle \dots \rangle$  означают статистическое усреднение по всем столкновениям ионов с частицами среды. При относительно малых энергиях ионов,  $E \sim 10-100$  кэВ/нуклон, потери энергии определяются в основном упругими столкновениями с ядрами атомов среды, а при энергиях  $E \sim 10-100$  МэВ/нуклон — неупругими столкновениями с электронами мишени, сопровождающимися процессами перезарядки, ионизации атомов мишени и налетающих ионов (*обдиркой*) (см. раздел 3.3).

На практике потери кинетической энергии ионного пучка в среде определяют через величину *тормозной способности*  $dE/dx$  ионов в среде по формуле

$$\Delta E = - \int_0^L \frac{dE}{dx} dx, \quad (2)$$

где  $L$  — толщина мишени, а функции  $dE/dx$  берутся из таблиц (например, [55]) или вычисляются по программе SRIM (Stopping and Ranges of Ions in Matter) [56] (подробнее см. раздел 3).

В плотной среде энергетическая форма пучка, рассеянного по энергии при многократных столкновениях, близка к гауссовой функции с шириной  $\Omega$ , называемой *разбросом потерь энергии* (energy-loss straggling) и имеющей вид [10]

$$\begin{aligned} \Omega^2 &= \langle (\Delta E - \langle \Delta E \rangle)^2 \rangle = Nx \sum_i T_i^2 \sigma_i = \\ &= Nx \int T^2 d\sigma = Nx \int T^2 \frac{d\sigma}{dT} dT. \end{aligned} \quad (3)$$

В общем случае получить величину  $\Omega$  в замкнутом виде не представляется возможным. В частном случае двух фракций с зарядами  $q_0$  и  $q_1$  ширина разброса по энергии  $\Omega$  за счёт влияния атомных процессов имеет вид [57, 58]

$$\Omega^2 = 2L \frac{F_0^\infty F_1^\infty}{N(\sigma_{01} + \sigma_{10})} \left[ \frac{dE}{dx}(q_0) - \frac{dE}{dx}(q_1) \right]^2, \quad (4)$$

где  $\sigma_{01}$  и  $\sigma_{10}$  — сечения обдирки и перезарядки соответственно,  $F_{0,1}^\infty$  — *равновесные фракции* (см. раздел 4),  $dE/dx(q)$  — парциальные тормозные способности.

В среде с *малой* плотностью (разреженный газ) энергетическая форма пучка описывается формулой Ландау–Вавилова [59, 60]. Разброс потерь энергий при *релятивистских* столкновениях рассмотрен в работе [61].

Точное распределение по энергии ионов на выходе из мишени необходимо для многих приложений, например, при изготовлении электронных чипов и полупроводниковых детекторов, а также в медицине при использовании терапии опухолей, где необходимо точное знание энергии ионов до и после взаимодействия с телом пациента. Методы измерения энергий ионов пучка с энергиями диапазона кэВ/нуклон – МэВ/нуклон рассмотрены в [5, 62].

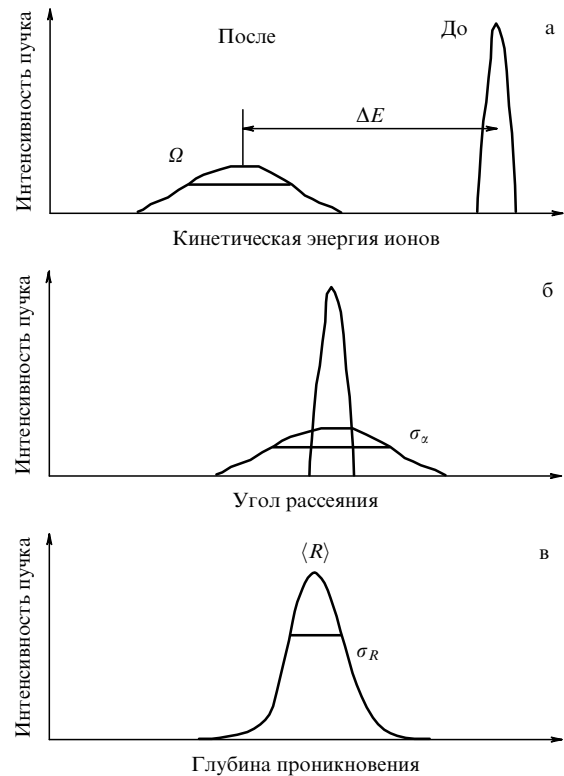


Рис. 1. Свойства пучка ионов при прохождении через среду: (а) потери и уширение пучка по энергии, (б) разброс по углам, (в) глубина проникновения (пробег частицы). (Из работы [54].)

## 2.2. Разброс по углам (angular straggling).

### Радиационная длина

Важным свойством ионного пучка при прохождении через вещество является разброс пучка ионов по углам в результате упругого рассеяния на частицах среды, когда хорошо коллимированный ионный пучок становится уширенным по углам, как показано на рис. 1б.

Многократное рассеяние ионов на частицах среды рассматривалось во многих теоретических (например, [63–65]) и экспериментальных работах (см. [29]). На практике для определения ширины  $\sigma_x$  для гауссова распределения используют выражение [64]

$$\sigma_x^2 [\text{рад}^2] = \frac{Z_1^2 199 \text{ МэВ}^2}{(p\beta c)^2} \frac{L}{L_{\text{рад}}} \left( 1 + \frac{1}{9} \log \frac{L}{L_{\text{рад}}} \right), \quad (5)$$

где  $Z_1$  и  $p$  — заряд и импульс налетающего иона,  $L_{\text{рад}}$  — *радиационная длина*,  $\beta = v/c$ .

Радиационной длиной называют расстояние, на котором интенсивность гамма-излучения и потока электронов высокой энергии ослабляется в  $e$  раз. Радиационная длина обычно даётся в единицах  $\text{г см}^{-2}$ , т.е. в виде, не зависящем от агрегатного состояния вещества (жидкость, газ, твёрдое тело) и приближённо определяется выражением [66]

$$L_{\text{рад}} \approx \frac{1432,8 M}{Z(Z+1)(11,319 - \ln Z)} [\text{г см}^{-2}], \quad (6)$$

где  $Z$  — атомный номер,  $M$  — масса атома мишени. Для перевода радиационной длины в см необходимо поделить величину  $L_{\text{рад}}$  в (6) на плотность вещества

в определённом агрегатном состоянии. Например, для атомов свинца (Pb) из (6) получаем  $Z = 82$ ,  $M = 207$ ,  $L_{\text{rad}} = 6,37 \text{ г см}^{-2}$ ,  $L_{\text{rad}}$  (твёрдый Pb, плотность  $11,34 \text{ г см}^{-3}$ ) =  $0,57 \text{ см}$ .

### 2.3. Глубина проникновения (range)

Тяжёлые ионы, проходя сквозь вещество, взаимодействуют в основном с атомными электронами и мало отклоняются от направления своего движения — их траектории близки к прямолинейным. Поэтому *пробег* (или *глубина проникновения*) тяжёлой частицы определяется расстоянием от источника частицы до точки её полной остановки. Величина пробега пучка, как и потери кинетической энергии и разброс пучка по углам, определяется тормозной способностью вещества  $dE/dx$ , а глубина проникновения  $R$  (рис. 1в) ионного пучка с начальной энергией  $E_0$  в среде даётся выражением

$$R(E_0) = \int_0^{E_0} \left( -\frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE. \quad (7)$$

Величина  $R$  выражается в см или  $\text{г см}^{-2}$  в зависимости от единиц, в которых задана тормозная способность.

Поскольку тормозная способность зависит от характеристик налетающих ионов и вещества примерно как

$$\left| \frac{dE}{dx} \right| \sim \frac{Z_1^2}{v^2} \rho, \quad (8)$$

пробег частицы имеет зависимости

$$R \sim \frac{Mv^4}{Z_1^2 \rho} \sim \frac{E^2}{MZ_1^2 \rho}, \quad (9)$$

где  $M$ ,  $v$ ,  $E$ ,  $Z_1$  — масса, скорость, энергия и заряд налетающего иона соответственно,  $\rho$  — плотность вещества мишени. Поэтому при фиксированной скорости частиц их пробеги пропорциональны их массам и обратно пропорциональны зарядам, а при одной энергии — обратно пропорциональны их массам. Поскольку с ростом плотности электронов вещества и заряда иона тормозная способность возрастает, пробег частицы в веществе уменьшается. Например, пробег альфа-частиц с энергией 10 МэВ в воздухе и алюминии составляет 11,0 и 0,007 см соответственно.

Информация о пробегах ионов в различных средах представляет интерес для многих приложений в радиационной физике, биологии и т.д. Величины пробегов ионов в различных средах приведены в [5, 9, 10].

Время торможения (slowing-down time) частицы с начальной энергией  $E_0$  в веществе определяется выражением

$$T_{\text{stop}} = \int_0^{E_0} \left( -v \frac{dE}{dx} \right)^{-1} dE. \quad (10)$$

## 3. Тормозная способность вещества

### 3.1. Определение тормозной способности

Проходя через вещество, заряженная частица испытывает десятки тысяч соударений с частицами вещества, постепенно теряя свою кинетическую энергию  $E$ . Потерю энергии характеризуют *тормозной способностью* (ТС)

(*stopping power*) вещества  $dE/dx$ , где  $dE$  — энергия, теряемая частицей в слое вещества толщиной  $dx$  [5, 67]:

$$-\frac{dE}{dx} \Big|_{E=E_1} = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{E_0 - E_1}{\Delta x} > 0. \quad (11)$$

Здесь  $E_0$  и  $E_1$  — кинетические энергии иона (в эВ) до и после прохождения слоя мишени  $\Delta x$  (в см). Величина, определяемая (11), называется *линейной* тормозной способностью (*linear stopping power*) и имеет размерность эВ  $\text{см}^{-1}$ .

Потери кинетической энергии заряженной частицей при прохождении через вещество часто называют ещё *ионизационными потерями*, так как во многих случаях энергетические потери ионов связаны с ионизацией атомов вещества. Информация о тормозной способности ионов в веществе необходима для решения многих задач в физике ускорителей, проблем управляемого термоядерного синтеза, медицине и т.д.

Измерения ТС как функции энергии иона проводятся при фиксированной толщине мишени и заключаются в измерении энергии пучка в присутствии мишени и без неё на линии пучка. В настоящее время достаточно хорошо исследована ТС в широкой области энергий  $E \sim 1 \text{ кэВ/нуклон} - 200 \text{ ГэВ/нуклон}$ , от протонов до ионов урана (см., например, [68–72]). Для релятивистских энергий экспериментальные данные по ТС получены главным образом в лабораториях CERN [70], GSI (Дармштадт) [69, 72] и BEVALAC (Беркли) [3].

В релятивистском борновском приближении тормозная способность тяжёлой заряженной частицы с зарядом  $Z_1$  как функция энергии имеет вид [67, 73] (приближение Бете–Блоха):

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4}{m} \frac{Z_1^2}{c^2 \beta^2} N_e \left( \ln \frac{2mc^2 \beta^2}{I} + \ln \gamma^2 - \beta^2 \right), \quad (12)$$

где  $\beta = v/c$ ,  $v$  — скорость иона,  $N_e$  — плотность электронов в веществе,  $I$  — средняя энергия возбуждения атома мишени,  $\gamma$  — релятивистский фактор.

Формула (12) получена для голых ядер с зарядом  $Z_1 = Z_N$ , где  $Z_N$  — заряд ядра иона, при релятивистских энергиях, хотя она часто используется также и для многоэлектронных ионов и нерелятивистских энергий, но с эффективным зарядом иона  $Z_{\text{eff}}$  вместо  $Z_1$ . Из-за экранировки электронами эффективный заряд тяжёлых многоэлектронных ионов всегда меньше заряда ядра,  $Z_{\text{eff}} < Z_N$  и, вообще говоря, зависит от скорости иона  $v$  (см. раздел 3.2).

Электронная  $N_e$  и атомная  $N_{\text{at}}$  плотности вещества связаны соотношением

$$N_e = Z N_{\text{at}} = \frac{Z N_A \rho}{M}, \quad (13)$$

где  $N_A = 6,022 \times 10^{23}$  — число Авогадро,  $Z$ ,  $M$  и  $\rho$  — атомный номер, атомная масса в а.е.м. и плотность вещества в  $\text{г см}^{-3}$ . Атомные массы атомов  $M$  приведены в периодической таблице Д.И. Менделеева.

В нерелятивистском случае формула (12) имеет вид

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4}{mv^2} Z_1^2 Z N_{\text{at}} \ln \frac{2mv^2}{I}, \quad (14)$$

она совпадает с формулой, приведённой в книге [74]. Формула (14) получена в рамках теории столкновений

для "эффективного торможения", т.е. для средней потери энергии налетающего иона в веществе  $\kappa$ :

$$-\frac{dE}{dx} = N_{\text{ат}}\kappa, \quad d\kappa = \sum_n (E_n - E_0) d\sigma_n, \quad (15)$$

где  $E_0, E_n$  — энергии основного и возбуждённого состояний и  $\sigma_n$  — сечения неупругих столкновений возбуждения и ионизации атомов мишени соответственно. Суммирование проводится по состояниям дискретного и непрерывного спектров. При выводе формулы (14) для сечений используется первый порядок теории возмущений в дипольном приближении и правило сумм для сил дипольных осцилляторов  $f_{0n}$  переходов  $0-n$  с энергией переходов  $E_n - E_0$ :

$$\sum_n f_{0n} \equiv \sum_n \frac{2m}{(e\hbar)^2} (E_n - E_0) |(d_x)_{0n}|^2 = Z,$$

где  $d_x = e \sum_i x_i$  означает  $x$ -компоненту дипольного момента атома.

Средняя энергия возбуждения  $I$  атома мишени, стоящая под знаком логарифма в (12) и (14), определяется по формуле

$$\ln I = \frac{\sum_n f_{0n} \ln (E_n - E_0)}{\sum_n f_{0n}} = \frac{1}{Z} \sum_n f_{0n} \ln (E_n - E_0).$$

Таким образом, из вывода формулы (14) понятно происхождение величин, входящих под знак логарифма: зависимость  $Z_1^2 (\ln v^2)/v^2$  следует из асимптотики сечений возбуждения и ионизации при больших скоростях  $v$ , а средняя энергия возбуждения  $I$  — из суммирования величины эффективного торможения по возбуждённым состояниям атома мишени.

На рисунке 2 приведены рекомендуемые значения средней энергии возбуждения нейтральных атомов как функции атомного номера  $Z$ . В литературе для нейтральных атомов часто используют полуэмпирическую формулу Блоха:  $I$  [эВ]  $\approx 10Z$ , которая отражает среднюю величину данных, приведённых на рис. 2.

Наряду с линейной тормозной способностью (11) часто используют *массовую* тормозную способность (*mass*

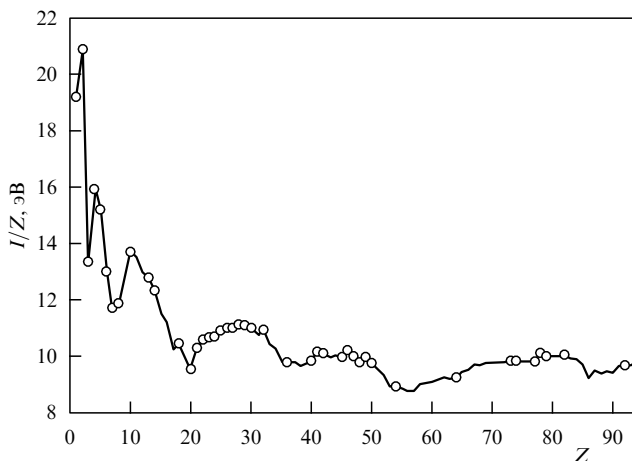


Рис. 2. Рекомендуемые значения  $I/Z$  [эВ] нейтральных атомов как функция атомного номера  $Z$ . Колебания на кривой отражают оболочечную структуру атомов. (Из работы [75].)

*stopping power*):

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} [\text{МэВ см}^2 \text{ г}^{-1}], \quad (16)$$

которая не зависит от плотности вещества  $\rho$ .

Сравнение с экспериментальными данными показало (см. [29]), что формула Бете–Блоха (12) применима для значений параметра столкновения

$$\frac{Z_1 \alpha}{\beta} = \frac{Z_1}{v} \leq 1, \quad (17)$$

где  $Z_1$  и  $v$  — заряд и скорость налетающего иона соответственно,  $\alpha = 1/137$  — постоянная тонкой структуры.

С ростом параметра столкновения экспериментальные данные для ТС расходятся с результатами расчётов по формуле Бете–Блоха (12). Для более точного описания тормозной способности большого класса ионов, атомных мишеней и энергий используется приближение Линдхарда–Соренсена, полученное на основе уравнения Дирака [67] с учётом поправок высших порядков, таких как поправки Блоха для близких релятивистских столкновений [76], Баркаша для поляризационных эффектов атомов среды [77], Ферми для эффектов плотности [78], учёт конечного размера ядра [67], оболочечный эффект [75] и др.

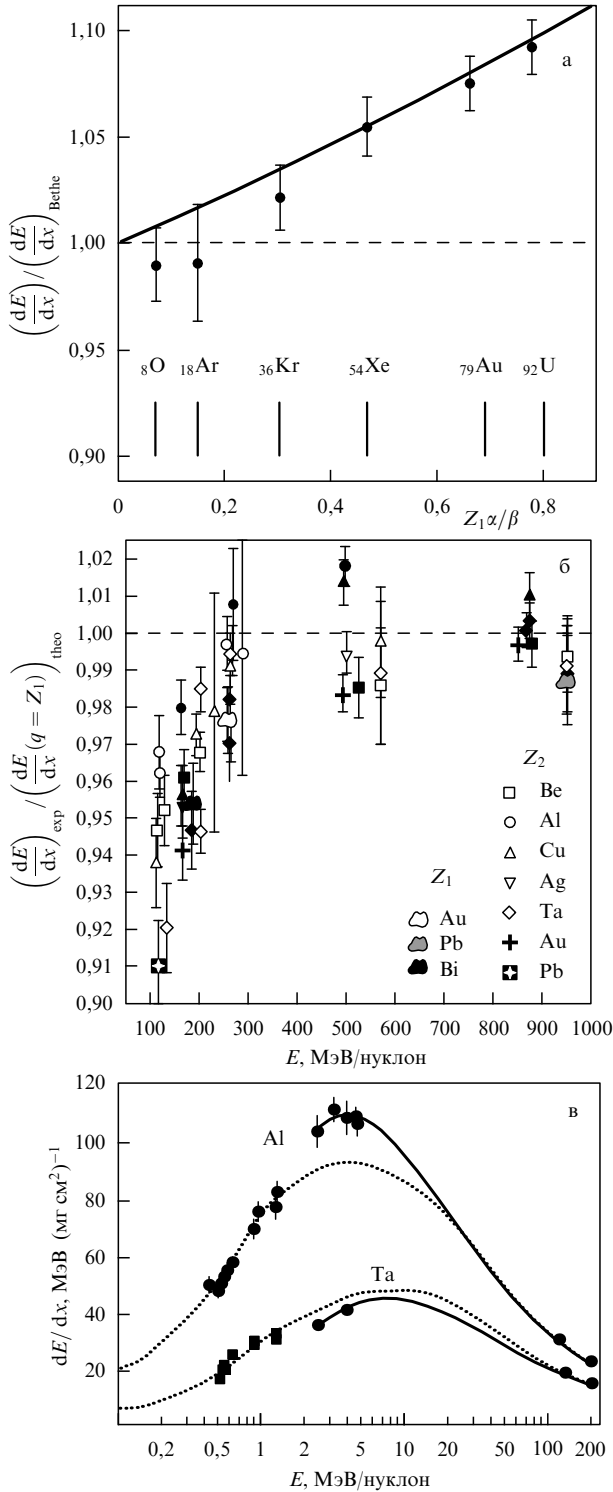
На рисунке 3а приведены экспериментально полученные относительные величины ТС для релятивистских голых ядер от O до U в Ве-мишени как функции параметра (17) при  $\beta = 0,84$  в сравнении с вычисленными в рамках моделей Бете–Блоха и Линдхарда–Соренсена. Видно, что с ростом параметра  $Z_1/v$  экспериментальные данные хорошо согласуются с моделью Линдхарда–Соренсена.

Если эксперименты с релятивистскими *голыми* ядрами находятся в относительно хорошем согласии с теорией Линдхарда–Соренсена, то ситуация с многоэлектронными ионами не такая простая: с уменьшением энергии налетающих ионов их *эффективный* заряд  $Z_{\text{эф}}$  становится значительно меньше заряда ядра из-за эффектов экранировки электронами и влияния атомных процессов с изменением зарядового состояния (обдирки и перезарядки). На рисунке 3б приведены отношения экспериментальных ТС к вычисленным по теории Линдхарда–Соренсена для тяжёлых ионов Au, Pb и Bi с зарядами, близкими к *равновесным* зарядам, при прохождении через фольги из материалов от Ве до Pb в области энергий 100 МэВ/нуклон–1 ГэВ/нуклон. При энергии  $E < 300$  МэВ/нуклон отношение становится меньше единицы, т.е.  $Z_{\text{эф}} < Z_N$ , что указывает на сильное влияние эффектов экранировки налетающих ионов в среде.

### 3.2. Эффективный заряд налетающего иона.

#### Таблицы величин тормозной способности

При прохождении иона через среду его заряд из-за влияния атомных взаимодействий со средой изменяется, что приводит к необходимости ввести средний, или *эффективный*, заряд  $Z_{\text{эф}}$ , который, вообще говоря, зависит от прицельного параметра столкновения и энергии иона. Эффективный заряд играет важную роль в теории торможения ионов в веществе и до сих пор является предметом детальных исследований (см. [83–89]). Особенно сложным является определение  $Z_{\text{эф}}$  при торможении ионов в плазме из-за дебаевской экрани-



**Рис. 3.** (а) Относительные ТС голых ядер от О ( $Z_1 = 8$ ) до U ( $Z_1 = 92$ ) при прохождении через бериллиевую мишень при  $\beta = 0,84$  ( $v = 115,1$  а.е.) как функции параметра (17): кружки — эксперимент, штриховая кривая — приближение Бете–Блоха (12), сплошная кривая — приближение Линдхарда–Соренсена [67]. (Из работы [79].) (б) Отношения экспериментально полученных значений ТС ионов Au, Pb и Bi в твердотельных мишенях от Be до Pb к значениям, вычисленным по теории Линдхарда–Соренсена, как функции энергии. (Из работы [80].) (в) Экспериментальные данные ТС ионов Pb в Al- и Ta-фольгах [69, 80, 81] (символы) в сравнении с полуэмпирическими данными таблиц [65] и [82] (сплошные и пунктирные кривые соответственно). (Из работы [29].)

ровки кулоновского потенциала иона свободными электронами плазмы (см. [88, 89] и раздел 3.5).

Поскольку не существует единого подхода к определению  $Z_{\text{eff}}$ , на практике используют эмпирические или полуэмпирические формулы для  $Z_{\text{eff}}$ . Так, в таблицах по данным ТС *многоэлектронных* ионов используют законы масштабирования (скалирования) по экспериментальным данным для протонов и других лёгких ядер ( $\text{He}^+$ , альфа-частиц) в виде

$$\left[ \frac{dE}{dx} (E) \right]_{M_i, Z_{\text{eff}}} = Z_{\text{eff}}^2 \left[ \frac{dE}{dx} \left( \frac{E}{M_i} \right) \right]_{\text{proton}}, \quad (18)$$

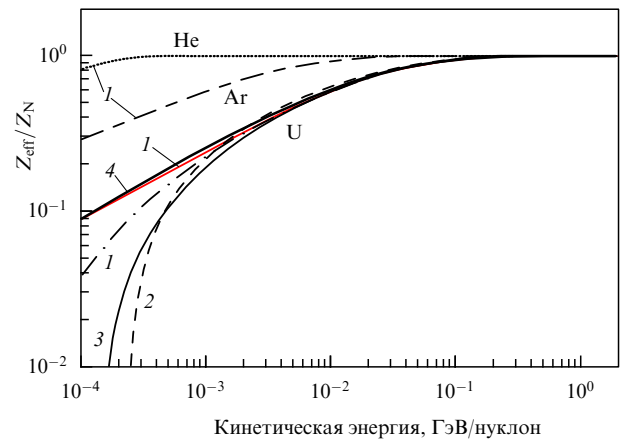
где  $M_i$ ,  $Z_{\text{eff}}$  и  $E$  — масса (в единицах протонной массы), эффективный заряд и энергия (в МэВ) налетающих ионов. Часто эффективный заряд выбирается из простых физических предположений или путём подгонки под экспериментальные данные для лёгких ядер в виде экспоненциальной зависимости от скорости  $v$  иона. Для оценки эффективного заряда часто используется формула [83]

$$Z_{\text{eff}}(v) = Z_N [1 - \exp(-0,95vZ_N^{-2/3})], \quad (19)$$

где  $v$  и  $Z_N$  — скорость и заряд ядра иона. Полуэмпирическая коррекция экспериментальных данных для сложных ионов позволяет довольно хорошо описать и предсказать величины тормозной способности для многоэлектронных ионов в широкой области энергий.

На рисунке 4 приведены результаты расчётов относительных величин эффективных зарядов  $Z_{\text{eff}}/Z_N$  ( $Z_N$  — заряд ядра) для ионов He, Ag и U при столкновении с алюминиевой фольгой как функции энергии иона. При энергиях  $E > 50$  МэВ/нуклон ионы полностью обдираются до голых ядер; при низких энергиях наиболее сильный эффект экранировки испытывают тяжёлые ионы Ag и U.

Таблицы экспериментальных данных ТС для многих ионов и мишеней приведены в работах [5, 82, 90–92], а также на сайтах NIST [93] и ICRU [94] (International Commission on Radiation Units and Measurements). Детальный сравнительный анализ имеющихся экспериментальных и теоретических данных по тормозной способ-



**Рис. 4.** Результаты расчётов отношений  $Z_{\text{eff}}/Z_N$  в разных моделях для ионов He, Ag и U при столкновении с алюминиевой фольгой как функции энергии ионов: 1 — по формуле из [5], 2 — [82], 3 — [83], 4 — [84]. (Из работы [87].)

ности ионов от Li до Kг для энергий 0,001–1000 МэВ/нуклон приведён в работе [95].

В таблицах [66] приведены величины ТС для ионов с зарядом ядра  $2 \leq Z_N \leq 103$  при энергиях 0,0125–12 МэВ/нуклон, основанные на экспериментальных данных в газах и фольгах. Для тяжёлых ионов использовалась полуэмпирическая формула скалирования (18) по данным для протонов с эффективными зарядами  $Z_{\text{eff}}$ , зависящими от заряда ядра  $Z_N$  и скорости иона  $v$ . Поскольку количество экспериментальных данных в то время было довольно ограничено, точность таблиц [66] иногда составляет порядка 50 %. В работах [85, 92] приведены величины ТС для энергий 2,5–500 МэВ/нуклон для потерь энергий в фольгах с использованием довольно сложной зависимости  $Z_{\text{eff}}$  от  $Z_N$  и  $v$ . Примеры использования таблиц для оценки ТС ионов Pb приведены на рис. 3в.

### 3.3. Зависимость массовой тормозной способности от энергии ионов

На основе имеющихся экспериментальных и теоретических данных можно построить схематически зависимость ТС от энергии ионов. Качественная зависимость массовой тормозной способности от энергии налетающего иона  $E$  приведена на рис. 5.

При низких энергиях  $E < 1$  кэВ/нуклон ТС формируется за счёт упругих столкновений, сопровождающихся передачей части кинетической энергии ядрам атомов мишени. С ростом энергии  $E > 10$  кэВ/нуклон торможение ионов в среде происходит за счёт электронов атомов мишени и налетающих ионов. В интервале скоростей ионов  $1 \text{ а.е.} < v < v_e$ , где  $v_e$  — средняя скорость электронов атомов мишени, ТС ионов в среде возрастает за счёт неупругих процессов перезарядки и обдирки, затем в соответствии с теорией Линдхарда–Соренсена ТС достигает максимума при  $v \sim v_e$  и убывает по закону  $\sim v^{-2}$  до минимальной величины, определяемой формулой Бете–Блоха (12):

$$-\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \Big|_{\min} \approx 1,7 \text{ МэВ см}^2 \text{ г}^{-1}, \quad \beta\gamma \approx 3,5. \quad (20)$$

В области энергий 10–10<sup>3</sup> МэВ/нуклон основные потери энергии ионов связаны с процессами возбужде-

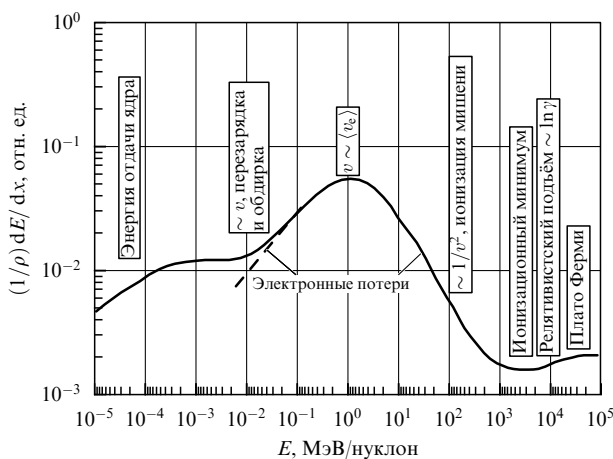


Рис. 5. Схема зависимости массовой тормозной способности  $dE/d(\rho x)$  от энергии иона.

ния и ионизации атомов среды, а закон убывания  $v^{-2}$  отвечает закону убывания соответствующих сечений. С дальнейшим ростом энергии ТС возрастает логарифмически  $\sim \ln \gamma$  из-за влияния релятивистских эффектов, описываемых логарифмическим членом в (12).

В области сверхрелятивистских энергий  $E > 10^6$  МэВ/нуклон ( $\beta\gamma \geq 100$ ) релятивистский рост потерь энергии ионов компенсируется эффектами плотности, а функция  $dE/d(\rho x)$  становится независимой от энергии величиной, называемой *плато Ферми* [78].

Для расчёта тормозной способности ионов используются компьютерные программы SRIM, TRIM (TRANSPORT of Ions in Matter) [56], MSTAR [96, 97] и др.

### 3.4. Пик Брэгга

Важным свойством тормозной способности является её зависимость от толщины среды, проявляющаяся в так называемом *пике Брэгга* [98]. При прохождении быстрых ионов через толстую мишень их скорость уменьшается до нуля (полное торможение): при этом с уменьшением скорости возрастает ТС, обусловленная возрастанием сечения ионизации атомов среды пропорционально  $v^2$ , ТС достигает максимума и резко убывает при некотором расстоянии, называемом *пробегом* частицы (рис. 6).

Наличие пика Брэгга на кривой ионизационных потерь широко используется на практике для терапии опухолей (главным образом в онкологии, см. [6, 7, 99]) с применением пучков протонов или более тяжёлых ионов ( $C^{q+}$ ,  $N^{q+}$ ), поскольку пик дозы облучения в этом случае приходится на большую глубину проникновения в ткань по сравнению с фотонами, а величина и положение пика Брэгга могут регулироваться энергией и типом иона. Это даёт большие преимущества использования ионной терапии по сравнению с облучением фотонами с корот-

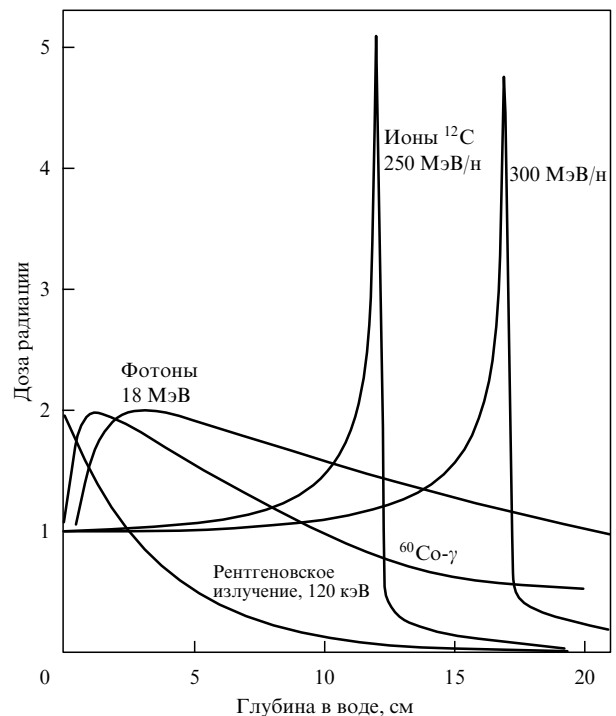


Рис. 6. Форма и глубина проникновения падающего потока фотонов разной длины волны и ионов углерода (брэгговские пики при энергиях 250 и 300 МэВ/нуклон) при прохождении через воду. (Из работы [6].)



кими и ультракороткими длинами волн, как это показано на рис. 6.

### 3.5. Тормозная способность в плазме

Теоретические вопросы торможения ионов в плазме рассматривались во многих работах (см., например, [50, 89, 100–107]). В случае плазменной мишени при условии, что скорость иона  $v$  больше термальной скорости электронов в плазме  $v_{th}$ , вместо формулы (14) тормозная способность ионов с нерелятивистской энергией на свободных электронах с плотностью  $N_e$  определяется формулой Бора [100]:

$$-\left[\frac{dE}{dx}\right]_{free} = \left(\frac{Z_{eff}e\omega_p}{v}\right)^2 \ln \frac{mv^3}{Z_{eff}e\omega_p}, \quad v \gg v_{th} = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}, \quad (21)$$

где  $T$  — температура плазмы,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $Z_{eff}$  — эффективный заряд налетающих ионов,  $\omega_p$  — плазменная частота,

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi N_e e^2}{m}\right)^{1/2}, \quad (22)$$

$N_e$  — плотность свободных электронов.

Формулу (14) в случае нерелятивистских ионов в газе можно записать в виде, аналогичном (21) и (22):

$$-\left[\frac{dE}{dx}\right]_{gas} = \left(\frac{Z_{eff}e\omega_p}{v}\right)^2 \ln \frac{2mv^2}{I}, \quad (23)$$

где  $N_e$  соответствует плотности связанных электронов.

Формулы (21) и (23) отличаются друг от друга выражением под логарифмом. Это означает, что даже если эффективный заряд для плазмы и газа одинаков, тормозная способность на свободных электронах в плазме всегда больше, чем в газе, за счёт логарифмического члена. Для частично ионизованной плазмы энергетические потери ионов определяются суммой выражений (23) для связанных электронов в атомах и ионах плазмы и (21) для свободных электронов, причём каждое слагаемое умножается на соответствующую плотность частиц в плазме.

Наличие свободных электронов в плазме существенно меняет картину атомных взаимодействий ионного пучка с плазмой по сравнению с холодным газом. Помимо свободных электронов в плазме присутствуют также и ионы, а концентрации всех частиц сильно зависят от температуры и плотности плазмы. Кроме процессов обдирки и перезарядки, характерных для мишеней с нейтральными атомами, взаимодействие со свободными электронами и ионами плазмы приводит к дополнительным атомным процессам, таким как радиационная рекомбинация (захват ионами свободных электронов с излучением фотонов), диэлектронная рекомбинация, тройная рекомбинация, ионизация ионов электронами и ионами плазмы и др. (см. раздел 5.4).

Скорости рекомбинационных процессов на свободных электронах значительно меньше скорости перезарядки на связанных электронах, что приводит к существенному увеличению эффективного заряда ионов  $Z_{eff}$  в плазме по сравнению с холодным газом того же элемента. Увеличение  $Z_{eff}$  в плазме по сравнению с холодным газом предсказано в работе [101], что приводит и к увеличению тормозной способности ионов в плазме

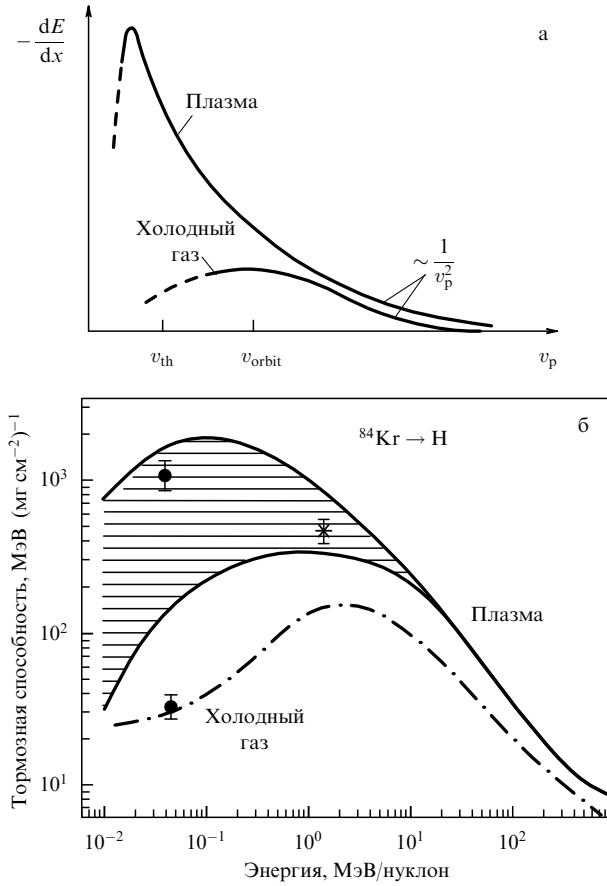


Рис. 7. (а) Схематическая иллюстрация увеличения тормозной способности в плазме по сравнению с холодным газом в зависимости от скорости иона в предположении, что эффективный заряд одинаков для обоих случаев. (Из работы [50].) (б) Экспериментальные значения ТС ионов Кг в полностью ионизованной водородной плазме и в холодном газе как функции энергии ионов (символы). Теоретические оценки представлены сплошными и штрихпунктирной кривыми. (Из работы [110].)

$dE/dx$ , так как в первом приближении  $-dE/dx \sim Z_{eff}^2$ . Экспериментальные исследования ТС тяжёлых ионов в водородной плазме проводились в работах [108–110]. Водородную плазму получали с помощью z-пинча с электронной плотностью  $N_e \sim 10^{16} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и температурой  $T_e = 10 - 20 \text{ эВ}$ . Главный вывод, сделанный в этих работах: плазма является более эффективной средой для торможения ионных пучков по сравнению с газовыми мишенями.

Сравнение ионизационных потерь в газе и в полностью ионизованной плазме приведено на рис. 7а. Как указывалось, для полностью ионизованного газа величина  $dE/dx$  больше, чем для холодного газа, из-за разной логарифмической зависимости: в плазме свободные электроны гораздо легче возбудить (плазменные волны), чем связанные электроны в атомах и ионах. Этот вывод подтверждается экспериментальными данными (см., например, [109–112]).

На рисунке 7б представлены экспериментальные данные по ТС ионов Кг в полностью ионизованной водородной плазме и в холодном газе как функции энергии ионов. Видно, что при низких энергиях ионов  $E \sim 0,1 \text{ МэВ/нуклон}$  наблюдается 200-кратное увеличение потерь энергии в водородной плазме по сравнению с холодным

газом. В то же время при высоких энергиях  $E > 10$  МэВ/нуклон ТС для газа и плазмы различаются почти в два раза.

В настоящее время проводятся интенсивные исследования по торможению тяжёлых ионов в *лазерной* плазме графита с более высокими электронными плотностями  $N_e \sim 10^{21}$  см $^{-3}$  и температурами  $T_e = 60\text{--}250$  эВ (см., например, [113–116]). Большие значения  $N_e$  и  $T_e$ , а также наличие в плазме ионов с различными зарядами ( $C^{q+}$ ) позволяют более детально исследовать влияние процессов взаимодействия ионного пучка с плазмой, например, диэлектронной рекомбинации, которая не возникает в водородной плазме ввиду отсутствия дважды возбуждённых состояний.

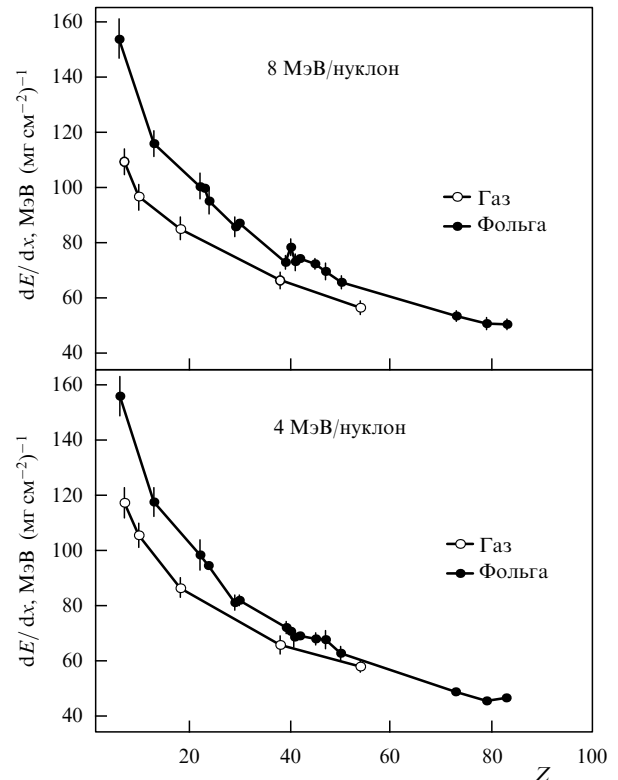
В целом следует отметить, что если торможение тяжёлых ионов в твердотельных и газообразных мишенях изучено достаточно хорошо и существует ряд теоретических моделей, адекватно воспроизводящих экспериментальные результаты, взаимодействие заряженных частиц с плазмой изучено менее детально, а число соответствующих экспериментальных данных весьма ограничено.

### 3.6. Влияние эффекта плотности мишени на тормозную способность

*Эффект плотности* (target-density или gas-solid effect) был обнаружен экспериментально в работах [117, 118] при исследовании зарядовых фракций пучков ионов урана, проходящих через графитовую фольгу и газовую мишень, и позже — при измерении потерь энергии (stopping power) ионов в газовых и твёрдых средах [119]. Эффектом плотности называют увеличение среднего (равновесного) заряда ионов при прохождении ионного пучка через твёрдое тело по сравнению с газовой мишенью. Первые теоретические модели влияния эффекта на фракции ионов и энергетические потери представлены в работах [120, 121]. С развитием ускорительной техники тяжёлых ионов экспериментальные и теоретические исследования эффектов плотности были продолжены (см. [1, 5, 10, 122–126]). В настоящее время термин *эффекты плотности* понимается в более широком смысле, т.е. влияние плотности на сечения процессов, торможение ионов в плотной среде, величины равновесных зарядов ионных пучков при прохождении через газ, плазму и фольги и т.д.

Качественное объяснение эффекта плотности заключается в следующем (см. также раздел 5.3.2). С ростом плотности среды частота столкновений ионов с атомами мишени возрастает, время между соседними столкновениями становится меньше времени жизни возбуждённых состояний в среде, так что часть ионов испытывает дальнейшие столкновения, находясь уже в возбуждённых состояниях. Возбуждённые ионы не успевают перейти в нижние квантовые состояния радиационным или иным путём, что приводит к их ионизации при последующих столкновениях с частицами среды.

В результате с ростом плотности среды сечения перезарядки уменьшаются, так как уменьшается число вакантных возбуждённых состояний образующегося иона, а сечения обдирки, напротив, увеличиваются, так как происходит ионизация налетающего иона не только из основного, но и из возбуждённых состояний. Поскольку средний заряд ионов образуется в результате установившегося равновесия между процессами ионизации и рекомбинации (перезарядки), совокупное влияние эффекта



**Рис. 8.** Экспериментальная тормозная способность ионов урана в газах (светлые кружки) и в твёрдом теле (тёмные кружки) при энергиях 8 и 4 МэВ/нуклон как функции атомного номера мишени  $Z$ . (Из работы [69].)

плотности на оба процесса и приводит к *увеличению среднего заряда* ионов в более плотной среде, а следовательно, и к увеличению тормозной способности. Количественное описание влияния эффекта плотности на средний заряд многоэлектронных ионов, проходящих через газовые и твердотельные мишени, дано в работе [126] в терминах сечений перезарядки и обдирки, эффективно зависящих от плотности мишени, относительной энергии столкновения и атомной структуры сталкивающихся частиц.

Среди первых экспериментов по исследованию ТС для тяжёлых многоэлектронных ионов с учётом эффекта плотности были измерения на ускорителе UNILAC в Дармштадте, где исследовались ТС частично ионизованных ионов от Кг до U с энергиями порядка нескольких МэВ/нуклон и было показано, что ТС в газах примерно на 20 % меньше, чем в твёрдом теле [124]. Эти результаты представлены на рис. 8.

## 4. Уравнения зарядового баланса

### 4.1. Уравнения зарядового баланса при прохождении ионов через среду.

#### Средний заряд и равновесная толщина

Одним из ключевых вопросов, возникающих при прохождении ионов через газовые, плазменные и твердотельные мишени, является информация об эволюции зарядовых состояний ионов как функции глубины проникновения (толщины мишени), т.е. о *фракциях* ионов  $F_q$  с относительным числом ионов при заданном заряде  $q$ .

Нахождение ионных фракций экспериментально и теоретически играет важную роль при решении многих задач в атомной и ядерной физике, физике плазмы, ускорительной физике и т.д. Например, эффективные сечения обдирки и перезарядки, как правило, находятся по измеренным фракциям  $F_q$  [1].

С ростом толщины мишени  $x$  зарядовые состояния  $F_q(x)$  претерпевают сильные изменения по величине из-за влияния конкурирующих процессов ионизации (потери электронов) и рекомбинации (захвата электронов), т.е. процессов с изменением зарядового состояния ионов. Зависимость фракций  $F_q(x)$  от толщины мишени  $x$  находится путём решения уравнений баланса зарядовых состояний — дифференциальных уравнений первой степени, которые связывают фракции  $F_q(x)$  с сечениями взаимодействия ионов с частицами среды [1]. В случае мишени газ/фольга уравнения имеют вид

$$\frac{d}{dx} F_q(x) = \sum_{q' \neq q} F_{q'}(x) \sigma_{q'q} - F_q(x) \sum_{q' \neq q} \sigma_{qq'}, \quad (24)$$

$$\sum_q F_q(x) = 1, \quad x = NL, \quad (25)$$

где  $x$  — толщина мишени или *поверхностная* плотность. Сумма по  $q$  означает суммирование сечений по всем возможным зарядовым состояниям,  $\sigma_{ij}$  — одно- и многоэлектронные сечения обдирки (ионизации ионов атомами мишени) при  $i < j$  и перезарядки при  $i > j$  соответственно в единицах  $\text{см}^2/\text{атом}$  или  $\text{см}^2/\text{молекул}$  (о процессах взаимодействия см. раздел 5). Здесь  $N$  — плотность частиц мишени в единицах  $\text{атом}/\text{см}^3$  или  $\text{молекул}/\text{см}^3$ ,  $L$  — глубина проникновения ионов в мишени или *эффективная длина* в см. Поверхностная плотность  $x$  имеет размерность  $\text{атом}/\text{см}^2$  или  $\text{молекул}/\text{см}^2$ . Предполагается, что в системе уравнений (24), (25) эффективные сечения  $\sigma_{ij}$  не меняются с изменением параметра  $x$  (т.е. изменением скорости ионов  $v$  при прохождении данного слоя толщиной  $x$  можно пренебречь), а сумма всех фракций нормирована на единицу как следствие закона сохранения числа ионов до и после столкновения со средой.

При взаимодействии пучка ионов с *плазменной* мишенью система уравнений (24), (25) решается с использованием *скоростей* процессов  $Nv\sigma$  вместо эффективных сечений ( $N$  — плотность частиц в плазме) и с учётом дополнительных процессов взаимодействия ионов со свободными электронами и ионами плазмы: радиационной и диэлектронной рекомбинаций, ионизации электронным ударом и др., которые отсутствуют в случае газовых и твердотельных мишеней (о взаимодействии ионов с плазмой см., например, [46, 50, 52, 88, 116]).

Система уравнений (24), (25) с левой частью  $dF_q(x)/dx \neq 0$  при определённых условиях имеет *аналитическое* решение, если число фракций равно 2 или 3 [127]. Аналитические выражения для  $F_q(x)$ , приведённые в [127], используются для решения задач о прохождении пучка через среду при релятивистских энергиях, где три основные фракции (голые ядра, H- и He-подобные ионы) дают главный вклад. В общем случае система уравнений решается численными методами, например, методом Рунге–Кутты или методом диагонализации матрицы взаимодействия (см. раздел 6).

На практике толщину мишени  $x$  часто выражают в единицах поверхностной плотности  $\text{г см}^{-2}$ , используя

соотношение

$$x [\text{атом}/\text{см}^2] = N [\text{атом}/\text{см}^3] L [\text{см}] = x [\text{г см}^{-2}] \frac{N_A}{M}, \quad (26)$$

где  $N_A = 6,022 \times 10^{23}$  — число Авогадро,  $M$  — атомная масса частиц (атомов или молекул) среды в а.е.м.

Зарядовые фракции ионов в среде обладают важным свойством: при некоторой толщине мишени  $x_{\text{eq}}$  они достигают своего *равновесного* состояния, т.е. становятся постоянными величинами, не зависящими от толщины  $x$  при её дальнейшем увеличении  $x > x_{\text{eq}}$ . Величина  $x_{\text{eq}}$  называется *равновесной толщиной*, а соответствующие фракции  $F_q(\infty)$  — *равновесными*. Равновесная толщина зависит от сечений взаимодействия, входящих в систему (24), (25) и, вообще говоря, от заряда налетающих ионов  $q_0$  [10].

На рисунке 9 приведены кривые эволюции фракций ионов брома при столкновении ионов  $\text{Br}^{10+}$  с атомами аргона при энергии 13,9 МэВ (174 кэВ/нуклон) как функции плотности аргона. Как видно из рисунка, при толщине  $x_{\text{eq}} \approx 3 \times 10^{16}$   $\text{атом}/\text{см}^2$  все фракции ионов достигают своего равновесного состояния, т.е. не зависят от толщины  $x$  при её дальнейшем увеличении. Строго говоря, каждая фракция достигает своего равновесного значения при своей определённой толщине. Равновесной называют толщину мишени, при которой *все* фракции переходят в равновесное состояние.

*Средним* зарядом ионов в среде на толщине  $x$  называют величину  $q(x)$ ,

$$q(x) = \sum_q q F_q(x), \quad \sum_q F_q(x) = 1. \quad (27)$$

*Равновесный* средний заряд определяется формулой

$$\bar{q} = q(\infty) = \sum_q q F_q(\infty), \quad (28)$$

где  $q(\infty)$  и  $F_q(\infty)$  соответствуют равновесным значениям.

Максимальное значение  $\bar{q}_{\text{max}}(x)$  достигается в равновесном режиме, т.е. когда все  $F_q(x) \equiv F_q(\infty)$ . На ри-

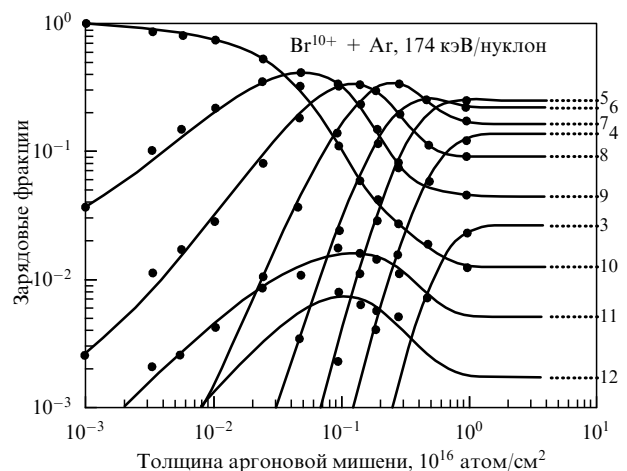
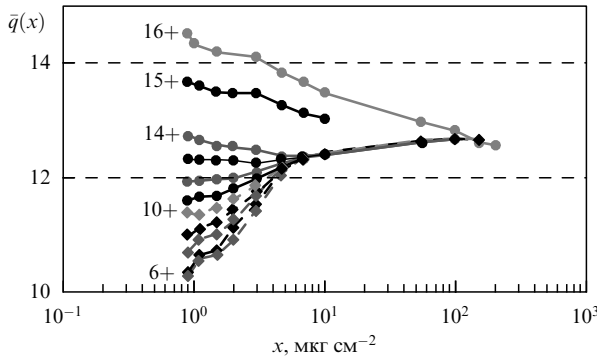


Рис. 9. Эволюция фракций ионов брома при столкновении ионов  $\text{Br}^{10+}$  с атомами аргона при энергии 13,9 МэВ (174 кэВ/нуклон) как функции плотности аргона. Символы — экспериментальные данные, сплошные кривые — результаты расчетов с учётом вклада многоэлектронных сечений обдирки. (Из работы [128].)



**Рис. 10.** Зависимость среднего заряда  $\bar{q}(x)$  от толщины мишени  $x$  при столкновении ионов серы  $S^{q+}$ ,  $q = 6-16$  с графитовой фольгой при энергии 2 МэВ/нуклон. Равновесный заряд  $\bar{q} = 12,68$ . (Из работы [129].)

сунке 10 приведена экспериментальная зависимость среднего заряда  $\bar{q}(x)$  от толщины  $x$  для столкновений ионов  $Si^{q+}$ ,  $6 \leq q \leq 16$ , при энергии 2 МэВ/нуклон с графитовой фольгой. Для ионов с начальным зарядом  $q_0 = 14-16$  и малых значений  $x$  средний заряд больше равновесного:  $\bar{q}(x) > \bar{q} = 12,68$ . Для всех налетающих ионов с начальным зарядом  $6 \leq q_0 \leq 13$  равновесный заряд  $\bar{q} = 12,68$  является максимальным зарядом ионного пучка на выходе из фольги.

**4.2. Равновесные фракции и заряды**

Равновесные фракции соответствуют решению системы (24), (25) при  $dF_q/dx = 0$ , которая переходит в систему линейных алгебраических уравнений:

$$0 = \sum_{q' \neq q} F_{q'}(\infty) \sigma_{q'q} - F_q(\infty) \sum_{q' \neq q} \sigma_{qq'}, \quad \sum_q F_q(\infty) = 1, \quad (29)$$

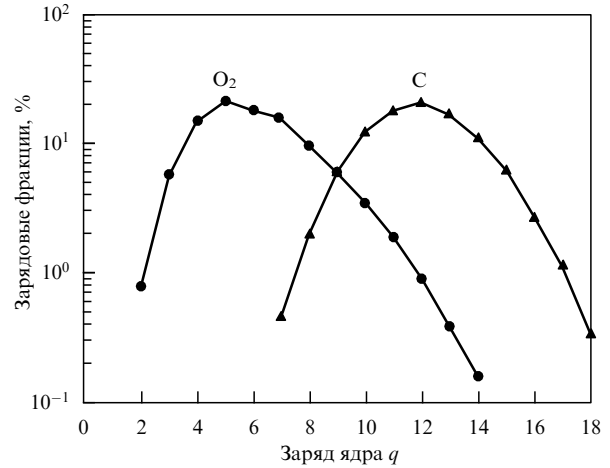
а равновесный средний заряд определяется формулой (28).

Система уравнений (29) имеет простое аналитическое решение, если пренебречь вкладом многоэлектронных процессов и использовать только одноэлектронные сечения с  $|q - q'| = 1$ . В этом случае равновесные фракции определяются по простым формулам через отношения одноэлектронных сечений обдирки к сечениям перезарядки [1]. Так, в случае приближения четырёх фракций решение имеет вид

$$\begin{aligned} F_1(\infty) &= \left[ 1 + \frac{\sigma_{12}}{\sigma_{21}} \left( 1 + \frac{\sigma_{23}}{\sigma_{32}} \left( 1 + \frac{\sigma_{34}}{\sigma_{43}} \right) \right) \right]^{-1}, \\ F_2(\infty) &= F_1(\infty) \frac{\sigma_{12}}{\sigma_{21}}, \\ F_3(\infty) &= F_2(\infty) \frac{\sigma_{23}}{\sigma_{32}}, \\ F_4(\infty) &= 1 - [F_1(\infty) + F_2(\infty) + F_3(\infty)], \end{aligned} \quad (30)$$

где  $\sigma_{12}, \sigma_{23}, \sigma_{34}$  — одноэлектронные сечения обдирки (ионизации ионов) для переходов  $q \rightarrow q + 1$ , а  $\sigma_{21}, \sigma_{32}, \sigma_{43}$  — сечения одноэлектронной перезарядки для переходов  $q + 1 \rightarrow q$  соответственно. Уравнения (30) легко обобщаются на случай произвольного числа фракций при учёте только одноэлектронных сечений.

На рисунке 11 представлены экспериментальные распределения равновесных фракций при столкновении



**Рис. 11.** Распределения экспериментальных равновесных фракций  $F_q(\infty)$  (в процентах) ионов йода  $I^{q+}$  при столкновении с молекулярным кислородом и графитовой фольгой как функции заряда  $q$  при энергии 12 МэВ (94,5 кэВ/нуклон). Средние равновесные заряды составляют соответственно:  $\bar{q}(O_2) \approx 5$  и  $\bar{q}(C) \approx 12$ . (Из работы [121].)

ионов йода с молекулами кислорода и графитовой фольгой при энергии 12 МэВ (94,5 кэВ/нуклон). Сдвиг распределения вправо в случае графитовой фольги связан с влиянием эффекта плотности (см. раздел 5.3.2).

Равновесные фракции  $F_q(\infty)$  зависят от сечения взаимодействия ионов с частицами мишени, но не зависят от начального заряда налетающего иона  $q_0$ . Последнее обстоятельство следует из экспериментальных данных (см., например, [129]) и теоретических результатов [10] и имеет широкое применение, например, для детектирования сверхтяжёлых элементов (см. [130, 131] и раздел 7.1).

В случае пучков тяжёлых многоэлектронных ионов образуется большое число фракций, распределение которых по  $q$  имеет довольно широкий спектр. Это распределение имеет более узкий профиль в случае ионов с несколькими электронами, т.е. когда доминируют только несколько фракций, как это имеет место при релятивистских столкновениях.

Распределение равновесных фракций  $F_q(\infty)$  по заряду  $q$  обычно описывают распределением Гаусса с параметрами:

ширина распределения  $d$ ,

$$d = \left[ \sum_q (q - \bar{q})^2 F_q(\infty) \right]^{1/2}, \quad (31)$$

параметр асимметрии  $s$ ,

$$s = \sum_q \frac{(q - \bar{q})^3 F_q(\infty)}{d^3}. \quad (32)$$

На практике средний равновесный заряд находят не решением системы (24), (25), что довольно сложно, а по пересечению  $q$ -зависимостей сечений ионизации (обдирки) и рекомбинации (перезарядки), т.е. из равенства

$$\sigma_{\text{ion}}(\bar{q}) = \sigma_{\text{rec}}(\bar{q}). \quad (33)$$

Такой метод даёт более грубую оценку среднего заряда  $\bar{q}$  по сравнению с формулой (28), но является более простым и наглядным. При этом величины, вычисленные по формулам (28) и (33), могут отличаться друг от друга на 15–20 % и более (см., например, [132, 133]).

**4.3. Средний равновесный заряд**

Существует несколько полуклассических и полуэмпирических формул для оценки среднего равновесного заряда. Эти формулы довольно простые и дают оценку величин, но обладают рядом серьёзных недостатков: они не учитывают атомной структуры сталкивающихся частиц и эффектов плотности мишени (см. раздел 5.3.2). Однако эти формулы весьма полезны для многих случаев и приложений.

Первые полуклассические формулы для среднего равновесного заряда были получены независимо в работах Бора [134, 135] и Лэмба [136] (подробнее см. [1]). Формула Бора получена для разреженных газовых мишеней в предположении, что налетающий ион теряет все электроны, у которых орбитальная скорость больше скорости иона. Формула Бора имеет вид

$$\bar{q} = vZ_N^{1/3}, \quad 1 < v < Z_N^{2/3}, \quad (34)$$

где  $Z_N$  — заряд ядра налетающего иона. Согласно (34), полная обдирка налетающих ионов до голых ядер происходит при скорости ионов  $v \sim Z_N^{2/3}$ . Формула (34), полученная из простых физических соображений, до сих пор используется как базовая формула для задач прохождение ионов через среды (см., например, задачу о детектировании сверхтяжёлых элементов, раздел 7.1).

Формула Бетца и др. [137] получена на основе экспериментальных данных для ионов с зарядом ядра  $Z_N > 10$  и энергией  $5 < E < 80$  МэВ в газовых и твердотельных мишенях и имеет вид

$$\bar{q} = Z_N [1 - C \exp(-vZ_N^\gamma)], \quad v > 1, \quad (35)$$

где параметры аппроксимации  $C \approx 1$ ,  $\gamma \approx 2/3$ . При  $vZ_N^{2/3} \ll 1$  формула (35) совпадает с формулой Бора (34).

Формула Николаева и Дмитриева [138] получена на основе экспериментальных данных для тяжёлых многоэлектронных ионов с энергией  $E > 100$  МэВ в твердотельных мишенях и имеет вид

$$\bar{q} = Z_N \left[ 1 + \left( \frac{0,608 v}{Z_N^a} \right)^{-1/k} \right]^{-k}, \quad (36)$$

где параметры аппроксимации  $a = 0,45$  и  $k = 0,6$ . Сравнение значений для среднего заряда по формуле Николаева – Дмитриева с экспериментальными данными для графитовой фольги и фольг других элементов приведено на рис. 12а.

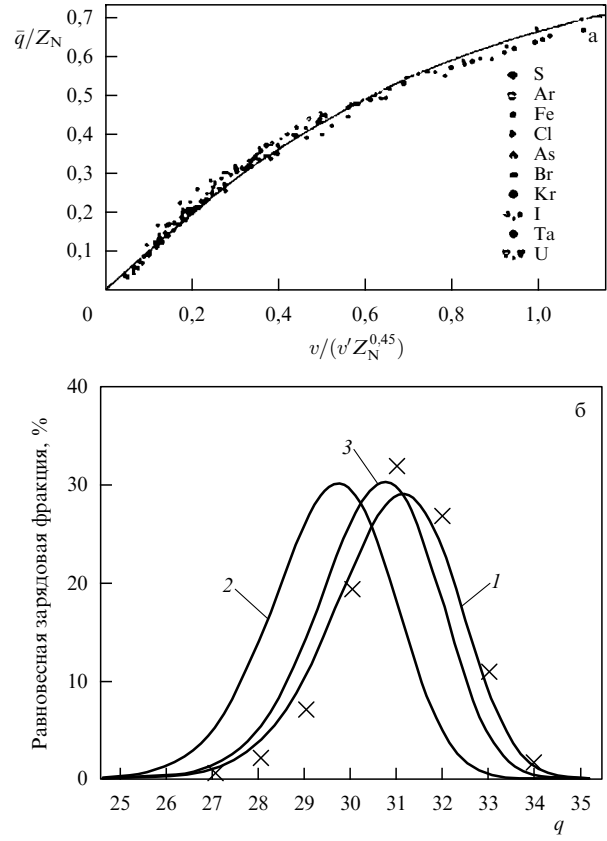
В работе [1] получена зависимость среднего заряда  $\bar{q}/Z_N$  на основе экспериментальных данных для газовых мишеней как функция относительной скорости ионов  $v/Z_N^{0,55}$ , аналогично формуле (36). Однако определить параметр  $k$  не удалось по причине разброса экспериментальных данных для разных плотностей газовых мишеней, т.е. из-за влияния эффекта плотности (давления) газовой среды, которое не учитывается ни в одной из известных формул для среднего заряда.

Для равновесного заряда ионов, проходящих через графитовую фольгу, часто используется формула Шима и др. [139]:

$$\bar{q} = Z_N [1 - \exp(-1,25x + 0,32x^2 - 0,11x^3)], \quad (37)$$

$$x = 0,608 v Z_N^{-0,45}, \quad x < 2,4,$$

где  $Z_N$  — заряд ядра налетающего иона.



**Рис. 12.** (а) Средний равновесный заряд  $\bar{q}/Z_N$  ионов для графитовой фольги (тёмные символы, эксперимент) и для фольг других элементов (светлые символы, эксперимент) как функции приведённой скорости ионов  $v/(v'Z_N^{0,45})$ ,  $v' = 3,6 \times 10^8$  см с<sup>-1</sup>. Сплошная кривая — формула Николаева – Дмитриева (36). (Из работы [1].) (б) Экспериментальные равновесные фракции ионов криптона (кресты) при столкновении ионов  $Kr^{13+}$  с энергией 6,0 МэВ/нуклон с графитовой фольгой как функции заряда иона в сравнении с результатами, полученными с помощью различных полуэмпирических формул: 1 — [139], 2 — [140], 3 — [141]. (Из работы [142].)

В работе [140] предложены эмпирические формулы для равновесных зарядов в газовых мишенях:

$$\bar{q}_{\text{gas}} = Z_N \frac{376x + x^6}{1428 - 1206x^{0,5} + 690x + x^6}, \quad (38)$$

$$x = \left( \frac{\eta}{Z^{0,017\eta - 0,03}} \right)^{1+0,4/Z_N}, \quad \eta = vZ_N^{-0,52},$$

и твердотельных мишенях:

$$\bar{q}_{\text{solid}} = Z_N \frac{12x + x^4}{0,07/x + 6 + 0,3x^{0,5} + 10,37x + x^4}, \quad (39)$$

$$x = \left( \frac{\eta}{Z^{0,019\eta}} \right)^{1+1,8/Z_N}, \quad \eta = vZ_N^{-0,52},$$

где  $Z$  — атомный номер атома мишени. Из формул (38) и (39) видно, что при малых скоростях ионов равновесные заряды убывают не по экспоненциальному, а по степенному закону:

$$\bar{q}_{\text{gas}} \sim v^{1+0,4/Z_N}, \quad \bar{q}_{\text{solid}} \sim v^{1+1,8/Z_N}. \quad (40)$$

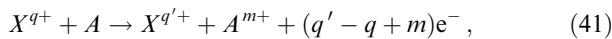
На рисунке 12б представлены экспериментальные равновесные фракции ионов криптона при столкновении

ионов  $Kr^{13+}$  с энергией 6,0 МэВ/нуклон с графитовой фольгой как функции заряда иона в сравнении с результатами, полученными с помощью различных полуэмпирических формул. Наилучшее согласие с экспериментом даёт формула Шима (37).

### 5. Сечения взаимодействия тяжёлых ионов с газовыми, твердотельными и плазменными мишенями

В данном разделе кратко описываются процессы взаимодействия ионов с газовыми, твердотельными и плазменными мишенями, сопровождающиеся изменением зарядового состояния налетающих ионов, а также ионизация нейтральных атомов мишени многозарядными ионами. Вероятности (эффективные сечения) этих процессов играют основную роль при формировании ионных фракций, среднего заряда, тормозной способности и других характеристик взаимодействия ионов с различными средами (см., например, [26]).

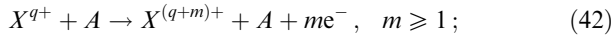
Процессы ионизации и перезарядки, возникающие при столкновении иона с атомом, описываются общей реакцией, называемой *передачей заряда с ионизацией* (*transfer ionization*), при которой происходит одновременный захват и ионизация с участием электронов обеих сталкивающихся частиц:



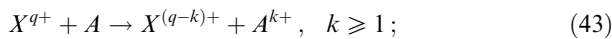
где  $q$  и  $q'$  — заряды иона  $X^{q+}$  до и после столкновения соответственно,  $m$  — заряд иона мишени  $A^{m+}$  после столкновения.

Различают следующие атомные процессы:

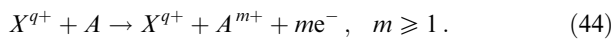
1) *многоэлектронная* ионизация налетающего иона или *обдирка* (*loss or projectile ionization*),



2) *многоэлектронная* перезарядка (*electron capture*, или *charge exchange*, или *electron transfer*):



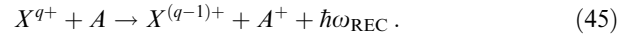
3) *многоэлектронная* ионизация атома-мишени (*target ionization*), при которой не изменяется заряд налетающего иона:



При нерелятивистских энергиях столкновения процессы (41)–(44) носят многоэлектронный характер, т.е. сопровождаются многоэлектронными переходами, что подтверждается экспериментально. Для тяжёлых ионов (типа  $Xe^{q+}$ ,  $Pb^{q+}$ ,  $W^{q+}$ ,  $U^{q+}$ ) многоэлектронные процессы вносят существенный вклад (50 % и более) в полные, суммарные по всем  $m$  сечения, и поэтому такие процессы должны учитываться наравне с одноэлектронными процессами. С ростом энергии вклад многоэлектронных процессов уменьшается и основную роль играют одноэлектронные процессы.

При релятивистских энергиях  $E > 200$  МэВ/нуклон помимо одноэлектронного процесса *безызлучательной* перезарядки (43) (*nonradiative capture*, NRC) становится важным процесс одноэлектронной *радиационной* пере-

зарядки (*radiative electron capture*, REC), сопровождающийся излучением фотона:



Процесс (45) аналогичен процессу радиационной (фото) рекомбинации, в отличие от которого в (45) происходит захват не свободных, а связанных электронов атомов мишени. Полное сечение перезарядки (EC) при релятивистских энергиях определяется суммой

$$\sigma_{EC}^{tot} = \sigma_{NRC} + \sigma_{REC}, \quad (46)$$

причём вклад обоих процессов может быть одного порядка, особенно в случае тяжёлых мишеней типа Ag, Kr, Xe и т.д. (подробнее о сечениях перезарядки и других процессов см. обзоры [26, 143]).

При больших (но нерелятивистских) энергиях столкновения  $E$  одноэлектронные сечения перезарядки NRC, REC и обдирки EL (*electron loss*) имеют следующие асимптотики:

$$\sigma_{NRC} \sim \frac{q^5 Z^5}{E^a}, \quad 1 \leq a \leq 5,5, \quad v^2 \gg I_T, \quad (47)$$

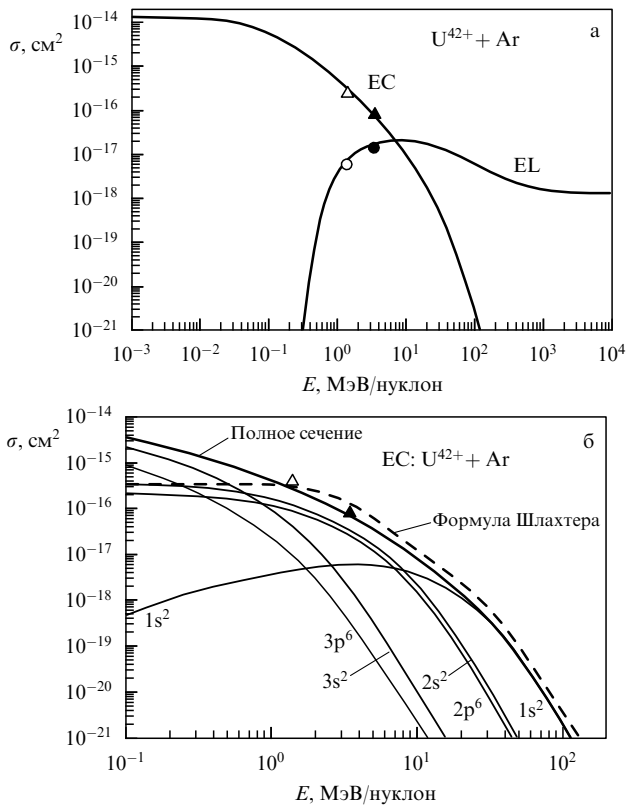
$$\sigma_{REC} \sim \frac{q^5 Z}{E^a}, \quad 1 \leq a \leq 2, \quad v^2 \gg I_T, \quad (48)$$

$$\sigma_{EL} \sim \frac{Z^2 \ln E}{q^2 E}, \quad v^2 \gg I_P, \quad (49)$$

где  $I_P$  и  $I_T$  — энергии связи налетающего иона и атома мишени соответственно,  $v$  — скорость иона,  $Z$  — атомный номер атома мишени, совпадающий для нейтральных атомов с числом электронов, а степень  $a$  зависит от структуры электронных оболочек сталкивающихся частиц. Из уравнений (47), (48) видно, что при больших энергиях полное сечение перезарядки, определяемое суммой (46), растёт с ростом числа электронов мишени.

В настоящее время накоплен значительный материал по экспериментальным и теоретическим сечениям перезарядки и обдирки. При относительно небольших энергиях ионов  $E > 1$  кэВ/нуклон экспериментальные данные по сечениям однозарядных ионов приведены в [144, 145], а при  $E > 1$  МэВ/нуклон данные для многозарядных ионов получены в основном в Институте тяжёлых ионов GSI в Дармштадте [146–151], на циклотроне в Техасе [152–154], на токамаке в Принстоне [155], на ускорителе BEVALAC в Беркли [156] и в Японском национальном институте RIKEN в Токио [157–159]. Более подробную информацию о сечениях обдирки и перезарядки тяжёлых ионов можно найти в книгах и обзорах [13, 20, 23–26, 160–162].

Типичный пример поведения эффективных сечений процессов с изменением зарядового состояния ионов приведён на рис. 13а для столкновения ионов  $U^{42+}$  с атомами аргона. При энергиях  $E > 1$  кэВ/нуклон основную роль в качестве рекомбинационного процесса играет безызлучательная перезарядка (NRC), которая превалирует вплоть до энергий  $E \sim 1$  МэВ/нуклон. Сечение обдирки EL достигает максимума при энергии  $E \sim 10$  МэВ/нуклон, который формируется в том числе и за счёт многоэлектронной ионизации, и с дальнейшим ростом энергии сечение EL принимает постоянное значение, а сам процесс EL становится основным процессом изменения зарядового состояния.



**Рис. 13.** (а) Полные сечения безызлучательной перезарядки (ЕС) и обдирки (ЕЛ) при столкновении ионов  $U^{42+}$  с атомами аргона как функция энергии ионов. Эксперимент: светлые и тёмные символы — из работ [146] и [154] соответственно. Теория: сплошные кривые — результаты расчётов по программам CAPTURE (ЕС), DEPOSIT и RICODE (ЕЛ). (Из работы [163].) (б) Сечения одноэлектронной перезарядки ионов  $U^{42+}$  на атомах аргона как функция энергии ионов. Эксперимент: светлые и тёмные символы — из работ [146] и [154] соответственно. Теория: сплошные кривые — результаты расчётов по программам CAPTURE, штриховая кривая — полуэмпирическая формула Шлахтера (52), см. текст. Показан вклад в полное сечение захвата (total) всех электронов атома аргона — оболочки  $1s^2, 2s^2, \dots, 3p^6$  — результаты расчётов по программе CAPTURE. Детальное описание программ CAPTURE, DEPOSIT и RICODE приведено в работе [26]. (Из работы [164].)

На рисунке 13б приведены в зависимости от  $E$  сечения перезарядки для того же случая столкновений ионов  $U^{42+}$  с атомами аргона, но с указанием вклада в полное сечение перезарядки захвата электронов внутренних оболочек атомов аргона (см. ниже).

## 5.1. Процессы перезарядки

### 5.1.1. Основные свойства процесса одноэлектронной перезарядки.

Перезарядка — один из главных процессов, происходящих при прохождении ионных пучков через газовую, плазменную или твердотельную мишень, особенно в случае ионных пучков, состоящих только из голых ядер. В этом разделе кратко рассмотрены основные свойства одноэлектронной и многоэлектронной перезарядки (43).

При средних энергиях ионов  $E \sim 1-25$  кэВ/нуклон происходит захват главным образом одного из электронов внешней оболочки мишени, и из-за вклада перезарядки в большое число возбуждённых состояний образующегося иона  $X^{(q-1)+}$  сечение перезарядки носит квазипостоянный характер, т.е. слабо зависит от энергии

$E$ . Квазипостоянное поведение сечений перезарядки предсказано в работе [165], а величина сечения, наиболее близкая к экспериментальным данным, оценивается по модели "просачивания" электрона через кулоновский барьер, создаваемый атомом и налетающим ионом [166]:

$$\sigma(v) \left[ \frac{\text{см}^2}{\text{атом}} \right] \approx 10^{-15} \frac{q}{(I_T/Ry)^{3/2}}, \quad q \geq 5, \quad v^2 < I_T, \quad (50)$$

где  $I_T$  — потенциал ионизации атома мишени,  $1 Ry = 13,606$  эВ. Согласно этой же модели, в результате перезарядки при средних энергиях преимущественно заселяются уровни иона  $X^{(q-1)+}(n)$  с главными квантовыми числами  $n$ :

$$n \approx \frac{q^{3/4}}{(I_T/Ry)^{1/2}}. \quad (51)$$

В формуле (50) сечения даны в единицах  $\text{см}^2/\text{атом}$ , т.е. сечения, отнесённые к одному атому. Это связано с тем, что при расчётах сечений на молекулярных мишенях используется правило аддитивности Брэгга (см. [167]), согласно которому эффективное сечение взаимодействия (перезарядки, обдирки) с молекулой представляется в виде суммы сечений взаимодействия с составляющими её атомами. Например, в случае перезарядки на молекуле  $CO_2$  соответствующее сечение вычисляется как сумма:  $\sigma(CO_2) [\text{см}^2/\text{мол.}] = 2\sigma(O) [\text{см}^2/\text{атом}] + \sigma(C) [\text{см}^2/\text{атом}]$ . Использование правила Брэгга связано с трудностями расчёта сечений для молекулярных мишеней, однако оно частично оправдано тем обстоятельством, что при достаточно больших энергиях столкновения основной вклад в сечения вносит захват электронов внутренних оболочек, структура которых в атомах и молекулах примерно одинакова.

Область более высоких энергий,  $E \approx 25$  кэВ/нуклон — 30 МэВ/нуклон, характеризуется тем, что становится существенным наличие оболочечной структуры атома мишени, т.е. захват электронов внутренних оболочек. Преимущественный захват внутренних электронов атома мишени является основным свойством реакций перезарядки, отличающим её от других процессов в столкновениях быстрых ионов с атомами.

С ростом энергии сечение захвата электрона мишени из одной фиксированной оболочки мишени быстро убывает ( $\sim E^{-5,5}$ ), в отличие от сечений ионизации и возбуждения ( $\sim E^{-1}$ ), и вступает в игру захват электронов внутренних оболочек мишени, имеющих орбитальную скорость  $v_e \sim v$ , близкую к скорости налетающего иона  $v$ . Это так называемое условие совпадения скоростей (velocity matching), где сечение перезарядки близко к своему максимальному значению. Орбитальная скорость  $v_e$  электронов более глубоких оболочек атома возрастает, так как возрастает их энергия связи, поэтому с ростом скорости иона  $v$  с большой вероятностью захватываются электроны внутренних оболочек, для которых соблюдается условие совпадения скоростей, а вклад захвата электронов внешних атомных оболочек мишени становится малым из-за быстрого убывания сечения с ростом скорости. В результате суммарное по оболочкам мишени сечение перезарядки с ростом энергии убывает медленнее, чем по закону  $E^{-5,5}$ , который реализуется лишь в области очень высоких энергий, где основной вклад вносит захват  $1s$ -электронов мишени. По этой причине

сечения перезарядки на простых атомах (H, He) убывают значительно быстрее, чем в случае тяжёлых мишеней (Ne, Ar, Kr, Xe), имеющих большее число электронных оболочек.

Свойство преимущественного захвата электронов внутренних оболочек в процессах перезарядки с возрастанием энергии налетающего иона демонстрируется на рис. 13б на примере столкновений ионов  $U^{42+}$  с атомами аргона, имеющими электронную конфигурацию  $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6$ . Сначала происходит захват  $3s^2$ - и  $3p^6$ -электронов аргона, затем  $2s^2$ - и  $2p^6$ -оболочек и только при энергии  $E > 10$  МэВ/нуклон захват  $1s^2$ -электронов становится основным процессом захвата, и сечение убывает по закону  $\sim E^{-5,5}$ .

В настоящее время для расчёта сечений перезарядки тяжёлых *многоэлектронных* ионов на атомах используются несколько основных методов и соответствующих компьютерных программ: метод классических траекторий Монте-Карло (СТМС — Classical Trajectory Monte Carlo) при энергиях  $E > 1$  МэВ/нуклон [168], метод искажённых волн (CDW — Continuum Distorted Wave) [169, 170] при  $E > 10$  МэВ/нуклон, метод эйконала при  $E > 1$  МэВ/нуклон [171] и приближение Бринкмана — Крамерса с нормировкой (программа CAPTURE) [172] при  $E > 10$  кэВ/нуклон. Точность расчёта сечений перезарядки указанными методами составляет порядка фактора 2. Подробное описание указанных методов содержится в работе [26].

Для оценки сечений *одноэлектронной* перезарядки часто используется полуэмпирическая формула Шлахтера, полученная в работе [173] на основе экспериментальных данных:

$$\sigma_{\text{Sch}} \left[ \frac{\text{см}^2}{\text{атом}} \right] = \frac{1,1 \times 10^{-8}}{\tilde{E}^{4,8}} \frac{q^{0,5}}{Z^{1,8}} [1 - \exp(-0,037 \tilde{E}^{2,2})] \times [1 - \exp(-2,44 \times 10^{-5} \tilde{E}^{2,6})], \quad (52)$$

$$\tilde{E} = \frac{E}{Z^{1,25} q^{0,7}}, \quad q \geq 3, \quad \tilde{E} \geq 10, \quad (53)$$

где  $Z$  — атомный номер атома мишени,  $E$  — энергия иона в единицах кэВ/нуклон. Формулы (52), (53) отражают закон подобия (*скелирования*) сечений перезарядки по энергии, заряду иона и заряду ядра атома мишени и широко используются для оценки сечений с точностью до фактора 2. Для столкновений ионов  $U^{42+}$  с атомами аргона сечение перезарядки, вычисленное по формуле (52), также приведено на рис. 13б.

**5.1.2. Многоэлектронная перезарядка.** Процессы перезарядки (и обдирки) с участием тяжёлых ионов характеризуются большой вероятностью многоэлектронного захвата, приводящего к значительному вкладу многоэлектронных процессов в полные сечения. Величина вклада зависит от энергии столкновения и атомной структуры сталкивающихся частиц. В таблице 1 приведены экспериментальные сечения одноэлектронных процессов и полные сечения перезарядки при столкновении ионов урана с аргоном при энергии 3,5 МэВ/нуклон. С ростом заряда иона вклад многоэлектронной перезарядки возрастает до 40 %.

При энергиях  $E = 0,01$  эВ/нуклон–10 кэВ/нуклон, соответствующих относительно медленным столкновениям, экспериментальные данные по *многоэлектронной*

**Таблица 1.** Экспериментальные сечения перезарядки для столкновений ионов  $U^{q+}$ ,  $q = 28-51$ , с атомами Ar при энергии 3,5 МэВ/нуклон.  $\sigma_{\text{EC}}^{(1)}$ ,  $\sigma_{\text{EC}}^{(\text{tot})}$  — одноэлектронные и полные сечения перезарядки соответственно. (Из работы [154].)

Заряд иона $q$	$\sigma_{\text{EC}}^{(1)}$ , $10^{-18}$ см <sup>2</sup>	$\sigma_{\text{EC}}^{(\text{tot})}$ , $10^{-18}$ см <sup>2</sup>
28	12,6	12,6
31	19,7	20,8
33	25,0	27,0
39	52,3	60,7
42	61,6	79,7
51	82,5	130,0

перезарядке ионов на атомах можно найти в работах [173–184]. При более высоких энергиях,  $E = 1-10$  МэВ/нуклон, сечения измерены в основном для тяжёлых ионов Xe, Pb и U, сталкивающихся с газовыми мишенями (см. [146, 147, 154, 184]).

В заключение следует обратить внимание на следующие проблемы по процессам перезарядки.

1. В большинстве случаев при определении сечений перезарядки измеряется число ионов в конечном канале, хотя корректные экспериментальные данные могут быть получены при одновременном измерении обоих зарядов рассеянных ионов и ионов мишени с использованием *метода совпадений*. Количество же данных, полученных методом совпадений, весьма ограничено, поэтому сравнение вычисленных сечений перезарядки с экспериментальными данными должно выполняться с учётом этого обстоятельства (см. [185]).

2. В случае молекулярных мишеней ( $H_2$ ,  $N_2$ ,  $CO_2$  и т.д.) расхождение между теорией и экспериментом связано в том числе и с нарушением аддитивного правила Брэгга. На это обстоятельство указывалось в работах [186, 187], где было установлено, что отношение сечений перезарядки ионов на молекулах и атомах водорода не равно 2,  $\sigma(H_2)/\sigma(H) \neq 2$ , а растёт немонотонно с увеличением энергии примерно от 0,8 до 4,0, т.е. вопрос о применимости правила Брэгга для перезарядки на молекулярных мишенях требует дополнительного рассмотрения.

3. Наконец, роль *многоэлектронного* захвата тяжёлыми многозарядными ионами электронов мишени также изучена недостаточно полно (см. раздел 5.1.2). Известно лишь экспериментально (см., например, [146, 147, 154]), что с ростом заряда налетающего иона сечения многоэлектронного захвата растут, однако определение их зависимостей от энергии и атомной структуры сталкивающихся частиц требует дополнительных теоретических и экспериментальных исследований.

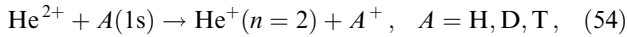
**5.1.3. Перезарядка при медленных столкновениях. Изотопический эффект.** Процессы, возникающие при медленных ион-атомных столкновениях (относительная скорость частиц  $v \ll 1$  а.е.), играют большую роль в многочисленных приложениях физики плазмы и управляемого термоядерного синтеза, а также в астрофизике. Например, процессы перезарядки в низкотемпературной плазме токамака являются практически единственным механизмом образования примесных тяжёлых ионов в возбуждённых состояниях, радиационный распад которых приводит к коротковолновому излучению, используемому для диагностики плазмы.

Процессы перезарядки ионов на изотопах водорода (H, D и T) при малых энергиях столкновения характери-



зуются также наличием так называемого *изотопического эффекта*, связанного с большим различием (на несколько порядков!) сечений: чем тяжелее изотоп, тем больше сечение (см., например [188]), т.е. более тяжёлая мишень может достичь области сильного вращательного взаимодействия при более низких энергиях. Существенная разница в сечениях реакций с H, D и T приводит к необходимости учёта изотопического эффекта при моделировании пристеночной плазмы и плазмы дивертора в установках, использующих изотопы водорода [20].

Сильный изотопический эффект в процессе перезарядки альфа-частиц на изотопах водорода



предсказан в [188] с использованием метода END (Electron Nuclear Dynamics), описанного в работе [189]. Позже этот эффект был обнаружен и для других оболочек налетающего иона [190] и других столкновительных систем, в частности для тяжёлых ионов [191–197], с помощью *адиабатического* подхода [198, 199].

Для приложений, как правило, используются теоретические значения сечений перезарядки, так как экспериментальные данные в этой области энергий практически отсутствуют. Величины сечений сильно зависят от способа описания межъядерного движения, т.е. от относительного движения двух ядер при наличии эффективного взаимодействия между ними. В присутствии сильного изотопического эффекта теоретические результаты должны быть чувствительны к траектории, т.е. к деталям межъядерного взаимодействия. Тем не менее этот аспект динамики медленных столкновений изучен пока недостаточно полно.

В работе [191] с использованием метода END для реакции (54) при определённых параметрах столкновения предсказано наличие *отрицательных* углов рассеяния, которое не может быть объяснено чисто отталкивающим взаимодействием кулоновского типа

$$V_C(R) = \frac{Z_1 Z_2}{R}, \quad (55)$$

где  $R$  — межъядерное расстояние,  $Z_{1,2}$  — заряды ядер.

Объяснение существования отрицательных углов рассеяния недавно было дано в работе [200], где межъядерное движение описывается потенциалом Борна–Оппенгеймера (БО), соответствующим начальному каналу столкновения

$$V_{\text{BO}}(R) = V_C(R) + E(R) - E_0, \quad (56)$$

где  $E(R)$  — энергия электрона в поле ядер, зафиксированных в пространстве на расстоянии  $R$  друг от друга, которая для настоящей системы является собственным значением двухцентровой кулоновской задачи [201],  $E_0$  — энергия электрона в начальном состоянии. Этот потенциал эффективно учитывает *электрон-ядерное* взаимодействие, включение которого и позволяет объяснить наличие отрицательных углов рассеяния. Использование потенциала БО доказывает, что точное *ab initio* описание межъядерного движения, необходимое в подходе END, использованном в работах [188, 190, 191], в случае медленных столкновений может быть воспроизведено в рамках БО-приближения.

Реакции (54) соответствуют следующие атомные параметры:  $Z_1 = 2$ ,  $Z_2 = 1$  и  $E_0 = -0,5$  а.е. Вклад слагаемых для этой системы показан на рис. 14а. Отметим, что, в то время как кулоновский потенциал является отталкивающим ( $dV_C(R)/dR < 0$ ) для всех  $R$ , потенциал БО имеет неглубокий минимум при  $R \approx 3,9$  а.е. и является притягательным ( $dV_{\text{BO}}(R)/dR > 0$ ) при больших  $R$ , т.е. потенциалы (55) и (56) описывают различные траектории движения ядер.

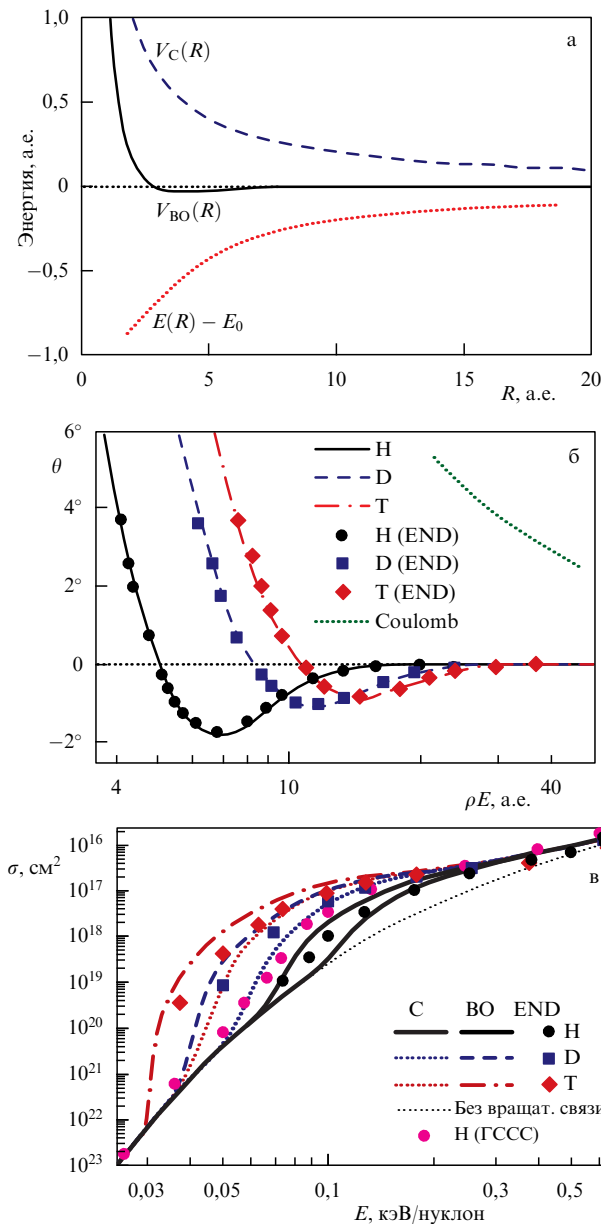
В работе [200] угол рассеяния для системы (54) рассчитан при фиксированной энергии  $E = 50$  эВ/нуклон, как и в работе [191], но с помощью потенциала БО (56). Результаты расчётов углов рассеяния как функции параметра  $\rho E$  ( $\rho$  — прицельный параметр) показаны на рис. 14б сплошной (H), штриховой (D) и штрихпунктирной (T) линиями. Они находятся в полном согласии на всём интервале  $\rho E$  с результатами, полученными с помощью метода END [191]. Таким образом, межъядерная динамика, предсказанная в подходе END, может быть хорошо воспроизведена при использовании потенциала БО (56). Притягательная часть этого потенциала, появляющаяся в результате включения электрон-ядерного взаимодействия, ответственна за появление отрицательных углов рассеяния, найденных в работе [191].

В работе [200] для расчёта сечения использован адиабатический подход [198, 199], реализованный в программе ARSENY [202] (рис. 14в). Тонкие и жирные линии показывают результаты [200], полученные в адиабатическом подходе [198, 199] с кулоновской и БО-межъядерными траекториями соответственно. Тёмными символами изображены результаты, полученные в подходе END [189] из работы [190]. Тонкой пунктирной линией показаны результаты адиабатического расчёта без вращательной связи (одинаковые для всех трёх мишеней). Светлые кружки показывают результаты гиперсферического расчёта методом сильной связи (ГССС) для мишени H [203].

Полностью квантовый гиперсферический (ГСС) расчёт методом сильной связи для системы (54) с H в качестве мишени выполнен в работе [203]; результаты этого расчёта изображены светлыми кружками на рис. 14в. Этот метод решает квантовую трёхчастичную кулоновскую задачу без каких-либо приближений при условии, что его численная реализация даёт сходящиеся результаты. Примечательно, что адиабатические результаты, рассчитанные с БО-траекторией, лучше согласуются с ГСС-результатами, чем результаты END. Если предположить, что оба *ab initio* расчёта [190, 203] численно сходятся, это означает, что адиабатическое приближение частично компенсирует ошибки, связанные с классическим описанием межъядерного движения.

**5.1.4. Перезарядка как механизм создания инверсной среды в плазме капиллярного разряда.** В этом разделе рассмотрен пример важности процесса ион-ионной перезарядки при низких энергиях для создания инверсной среды в плазме капиллярного разряда с последующим излучением в области мягкого рентгеновского излучения.

Недавно в работах [204, 205] в аблятивном капиллярном разряде получена генерация на Бальмер- $\alpha$  линиях (переход  $n = 3 \rightarrow n = 2$ ) водородоподобных ионов углерода и кислорода в мягком рентгеновском диапазоне соответственно на длинах волн  $\text{C}^{5+}$  (18,22 нм) и  $\text{O}^{7+}$



**Рис. 14.** (В цвете онлайн.) (а) Кулоновский (55) и БО (56) межъядерные потенциалы для реакции (54). (б) Угол рассеяния для межъядерного движения в системе (54) при энергии столкновения 50 эВ/нуклон как функция произведения  $\rho E$ . Сплошной, штриховой и штрихпунктирной линиями показаны результаты расчёта [200] для H, D и T соответственно с использованием БО-потенциала (56). Символами обозначены *ab initio* END результаты из работы [191]. Пунктирной линией показаны результаты для кулоновского потенциала (55) (одинаковые для всех трёх мишеней). (в) Сечения перезарядки для реакции (1). Тонкие и жирные линии показывают результаты [200], полученные в адиабатическом подходе [198, 199] с кулоновской и БО-межъядерными траекториями соответственно. Тёмными символами изображены результаты, полученные в подходе END [189] из работы [190]. Тонкой пунктирной линией показаны результаты адиабатического расчёта без вращательной связи (однаковые для всех трёх мишеней). Светлые кружки показывают результаты гиперсферического расчёта методом сильной связи для мишени H [203].

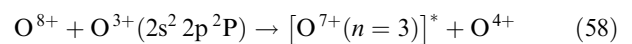
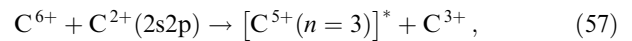
(10,24 нм). Результаты получены в Рурском университете (Бохум, Германия) на установке, описанной в [206].

Исследования по инверсной заселённости в мягкой рентгеновской области начали проводиться с 1985 г. в лабораториях Ливермора и Принстона с использова-

нием мощных лазеров и тяжёлых мишеней [207, 208]. В настоящее время эта проблема является предметом интенсивных исследований во многих лабораториях мира (см., например, [209, 210]).

Работы [204, 205] примечательны тем, что лазерная генерация в рентгеновском диапазоне получена на компактной (так называемой table-top) лабораторной установке с использованием лёгких ионов. Следует отметить, что первые исследования по созданию инверсии в капиллярном разряде были выполнены в работах [211, 212].

В работах [204, 205] сделан вывод, что инверсия уровня  $n = 3$  в H-подобных ионах углерода и кислорода достигается в результате ион-ионной перезарядки



в режиме шланговой нестабильности плазмы, образованной в малоиндуктивном аблятивном разряде в капилляре, выполненном из полиацетала  $(CH_2O)_n$ . В перетяжках образуется горячая плазма полностью ионизованных атомов C (или O), которые устремляются в более холодные области, где, перезарядаясь на ионах с меньшим зарядом, создают инверсную населённость путём селективной перезарядки на уровень  $n = 3$ . Таким образом, образуется серия тонких дисков плазмы с инверсной населённостью вдоль оси капилляра, что приводит к усилению спонтанного излучения на Бальмер- $\alpha$  линии.

Предположение, что наблюдаемая генерация на ионах C и O обусловлена перезарядкой, было подтверждено экспериментами по процессам столкновения в лазерной плазме, расчётами сечений перезарядки и населённостей возбуждённых уровней в столкновительно-излучательной модели [213].

В работах [204, 205] сечения перезарядки рассчитаны для столкновений голых ядер с ионами более низкой кратности ионизации, которые существуют в холодных областях плазмы. Расчёты выполнены в адиабатическом подходе [198] с использованием программы ARSENY [202], основанной на методе скрытых пересечений. Подробное описание теоретического метода приведено в [163].

На рисунке 15а показана зависимость сечения перезарядки ионов кислорода от энергии столкновения в конечные состояния с главными квантовыми числами  $n = 2-5$ . Как и в случае ионов углерода, наибольшие сечения перезарядки при низких энергиях столкновений достигаются для реакций (57) и (58), для которых электронный переход происходит за счёт радиального взаимодействия, связанного с изменением межъядерного расстояния.

На рисунке 15б приведён типичный пример эволюции во времени тока в капилляре (Current I) и излучения Бальмер- $\alpha$  линии иона  $O^{7+}$  на 10,24 нм (PM). В момент времени  $t \approx 125$  нс виден резкий глубокий пик на кривой PM длительностью порядка 1 нс, который интерпретируется в [204] как момент инверсной населённости. Полученные результаты [204, 205] показывают возможность генерации Бальмер- $\alpha$  линии ионов  $O^{6+}$  и  $C^{5+}$  в капиллярном разряде благодаря селективному заселению уровня  $n = 3$  путём ион-ионной перезарядки во время возникновения неустойчивости плазмы  $m = 0$ .

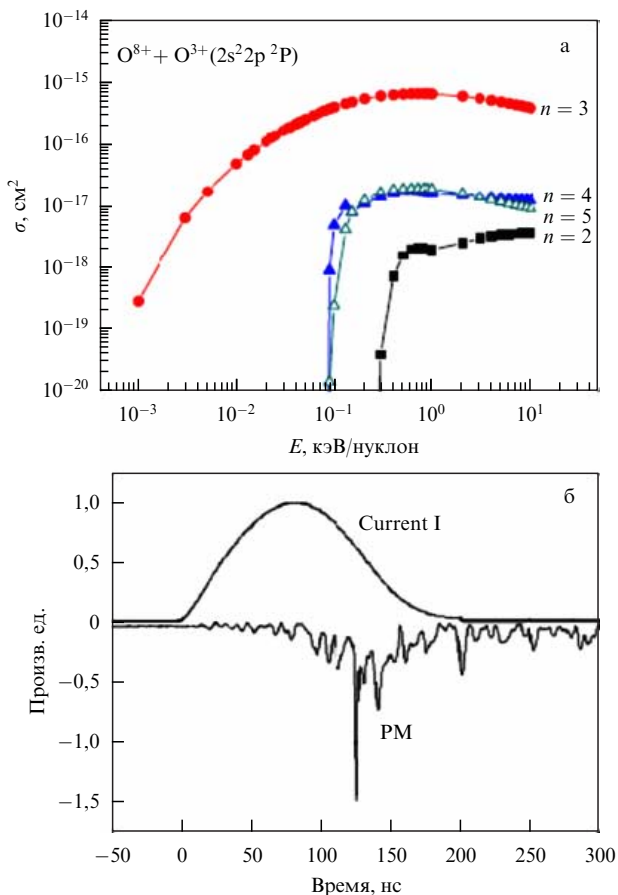


Рис. 15. (а) Сечения ион-ионной перезарядки  $\text{O}^{8+} + \text{O}^{3+}(2s^2 2p^2 P) \rightarrow \text{O}^{7+}(n) + \text{O}^{4+}$ ,  $n = 2-5$ , результаты расчёта в адиабатическом приближении методом скрытых пересечений [204]. (б) Экспериментальная эволюция тока в капиллярном разряде (Current I) и излучения Бальмер- $\alpha$  линии (PM) в ионе  $\text{O}^{7+}$  [204].

**5.2. Процессы обдирки — ионизации налетающих ионов атомами мишени**

Экспериментально и теоретически процессы обдирки тяжёлых ионов нейтральными атомами (42) изучены более детально, чем процессы перезарядки, включая многоэлектронные процессы ( $m > 1$ ), которые имеют большие величины эффективных сечений, особенно в случае многоэлектронных мишеней при низких и средних энергиях столкновения (см., например, [26]). Экспериментальные данные для сечений обдирки тяжёлых ионов получены в основном для газовых мишеней  $\text{H}_2$ ,  $\text{He}$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{Ne}$ ,  $\text{Kr}$  и  $\text{Xe}$ , а также сложных молекул [214] в нерелятивистской области энергий  $E < 200$  МэВ/нуклон.

В последние годы возрос интерес к поведению сечений обдирки тяжёлых ионов при релятивистских энергиях, т.е. при  $E > 200$  МэВ/нуклон. Это связано как с чисто теоретическим интересом, так и с экспериментальными исследованиями, начавшимися в 2011 г. в рамках Международного проекта FAIR [35]. В области энергий  $80$  МэВ/нуклон  $< E < 1$  ГэВ/нуклон измерения сечений обдирки проводились главным образом для твердотельных мишеней (фольг) от  $\text{Be}$  до  $\text{U}$  [215–223].

Для расчёта сечений одно- и многоэлектронной обдирки быстрых ионов нейтральными атомами используются метод внезапных возмущений [224], релятивистское борновское приближение [225], метод классических траекторий Монте-Карло (СТМС) [153, 168] и классиче-

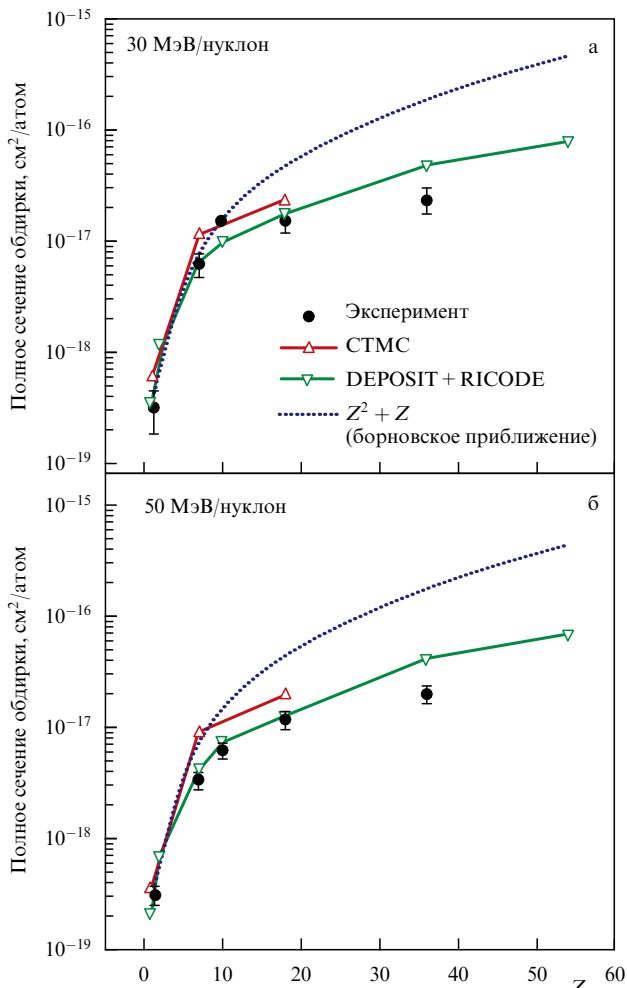


Рис. 16. (В цвете онлайн.) Зависимость полных сечений обдирки ионов  $\text{U}^{28+}$  с энергией (а) 30 и (б) 50 МэВ/нуклон от атомного номера мишени  $Z$ . Эксперимент: тёмные кружки (ГСИ, Дармштадт) [151]. Теория:  $\nabla$  — результат метода переданной энергии (программа DEPOSIT) [226] и релятивистского борновского приближения (программа RICODE) [225],  $\Delta$  — СТМС [153], пунктирная кривая — скейлинг (59). (Из работы [151].)

ский подход в представлении переданной энергии [226, 227]. При этом большой вклад (до 50 %) в полные сечения обдирки при средних энергиях даёт многоэлектронная ионизация налетающих ионов (см. раздел 5.2.1).

Сечения обдирки (42) тяжёлых ионов нейтральными атомами достигают максимума при скоростях относительного движения  $v \sim (I_p/Ry)^{1/2}$ , где  $I_p$  — потенциал ионизации налетающего иона, в основном за счёт многоэлектронной ионизации. В этой области энергий борновское приближение даёт сильно завышенные результаты, поэтому для расчёта сечений многоэлектронной обдирки используется метод классического приближения СТМС или метод переданной энергии.

На рисунке 16 приведена зависимость сечений обдирки ионов  $\text{U}^{28+}$  с энергиями 30 и 50 МэВ/нуклон от атомного номера мишени  $Z_T$  от  $\text{H}$  до  $\text{Xe}$ . Экспериментальные данные (тёмные кружки) хорошо согласуются с результатами расчётов сечений по программам DEPOSIT и RICODE. Результаты СТМС-расчётов превышают данные экспериментов примерно в два раза.

При энергиях  $E \approx 50-500$  МэВ/нуклон сечения обдирки хорошо описываются борновским приближением

**Таблица 2.** Экспериментальные сечения  $m$ -электронной обдирки  $\sigma_m$  ( $m = 1, 2$  и  $3$ ) и полные сечения  $\sigma_{\text{tot}}$  при столкновении ионов  $\text{Xe}^{18+}$  и  $\text{Ar}^{8+}$  с атомами инертных газов

Процесс	Энергия, МэВ/нуклон	$\sigma_1, 10^{-18} \text{ см}^2$	$\sigma_2, 10^{-18} \text{ см}^2$	$\sigma_3, 10^{-18} \text{ см}^2$	$\sigma_{\text{tot}}, 10^{-18} \text{ см}^2$	Литература
$\text{Xe}^{18+} + \text{He}$	6	3,0	1,7	0,2	4,9	[214]
$\text{Xe}^{18+} + \text{Ne}$	6	16	7,8	3,8	36	[214]
$\text{Xe}^{18+} + \text{Ar}$	6	24	11	5,6	56	[214]
$\text{Xe}^{18+} + \text{Kr}$	6	27	13	7,2	75	[214]
$\text{Xe}^{18+} + \text{Xe}$	6	34	16	9,0	95	[214]
$\text{Ar}^{8+} + \text{Xe}$	19	23	10	5,5	44	[155]

с учётом вклада в ионизацию не только электронов внешних но, что важно, и *внутренних* оболочек иона. Сечение обдирки скалируется формулой Бора через сечения ионизации электронным  $\sigma_{\text{el}}$  и протонным  $\sigma_{\text{pr}}$  ударом:

$$\sigma_{\text{EL}} \approx Z^2 \sigma_{\text{pr}}(v) + Z \sigma_{\text{el}}(v) \approx Z^2 + Z, \quad v^2 \gg I_p, \quad (59)$$

где  $Z$  — атомный номер атома мишени.

При больших скоростях сечения обдирки в нерелятивистском борновском приближении убывают по закону

$$E \rightarrow \infty, \quad v \rightarrow \infty, \quad \sigma_{\text{EL}} \rightarrow Z^2 \frac{\ln v}{v^2} \sim Z^2 \frac{\ln E}{E}, \quad (60)$$

т.е. чем тяжелее атом мишени, тем легче ионизуется налетающий ион.

При релятивистских энергиях ионов сечение обдирки *нейтральными* атомами становится квазипостоянным из-за влияния релятивистских эффектов и, в отличие от ионизации нейтральными атомами, сечения обдирки *ионами* растут логарифмически с ростом энергии как  $\ln \gamma$ :

$$E \rightarrow \infty, \quad v \rightarrow c, \quad \sigma_{\text{EL}} \sim \ln \gamma \text{ для ионных мишеней,} \\ \sigma_{\text{EL}} \rightarrow \text{const для атомных мишеней,} \quad (61)$$

где  $\gamma$  — релятивистский фактор.

Для оценки сечений обдирки тяжёлых ионов нейтральными атомами при больших энергиях, включая релятивистскую область, в работе [228] на основе численных расчётов и свойств борновского приближения получена полуэмпирическая формула вида

$$\sigma \left[ \frac{\text{см}^2}{\text{атом}} \right] = 0,88 \times 10^{-16} (Z+1)^2 \frac{u}{u^2 + 3,5} \left( \frac{\text{Ry}}{I_p} \right)^{1+0,01q} \times \\ \times \left( 4,0 + \frac{1,31}{n_0} \ln(4u+1) \right), \quad (62)$$

$$u = \frac{v^2}{I_p/\text{Ry}} = \frac{(\beta c)^2}{I_p/\text{Ry}}, \quad (63)$$

где  $v$  и  $q$  — скорость и заряд налетающего иона,  $\beta = v/c$ ,  $c = 137$  — скорость света,  $u$  — приведённая энергия,  $Z$  — атомный номер атома мишени,  $I_p$  — потенциал ионизации налетающего иона в  $\text{Ry}$ ,  $n_0$  — главное квантовое число внешней оболочки налетающего иона. Сечение обдирки (62) достигает максимума при  $u \approx 2$ :

$$\sigma_{\text{max}} \left[ \frac{\text{см}^2}{\text{атом}} \right] \approx 10^{-16} (Z+1)^2 \left( \frac{\text{Ry}}{I_p} \right)^{1+0,01q}, \quad u_{\text{max}} \approx 2. \quad (64)$$

При  $v \rightarrow c$  сечение (62) стремится к постоянной величине:

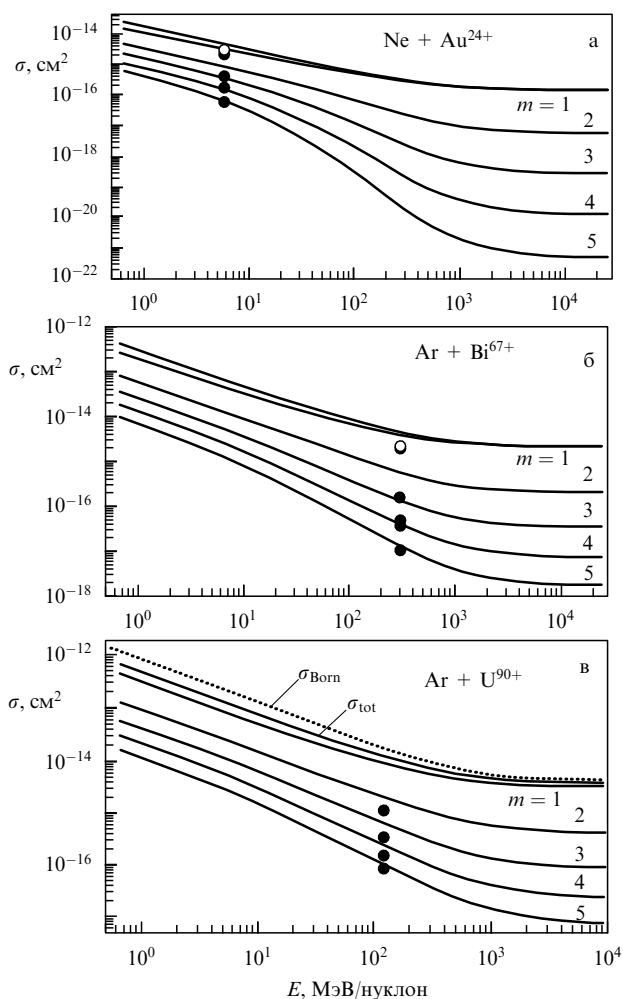
$$\sigma \left[ \frac{\text{см}^2}{\text{атом}} \right] \approx 3 \times 10^{-20} (Z+1)^2 \left( \frac{\text{Ry}}{I_p} \right)^{0,01q}, \quad u \approx c^2 \frac{\text{Ry}}{I_p}.$$

Формула (62) для сечений обдирки аналогична формуле (53) для сечений перезарядки; эти формулы могут быть использованы для оценки времён жизни ионных пучков в ускорителях для ионов, проходящих через газообразные среды (см. [26]).

**5.2.1. Многоэлектронные процессы при ионизации тяжёлых ионов.** Ионизация тяжёлых ионов нейтральными атомами (обдирка), аналогично процессам перезарядки, характеризуется большой вероятностью многоэлектронной ионизации, приводящей к её значительному вкладу в полные сечения при низких и средних энергиях столкновений. Величина вклада многоэлектронной ионизации зависит от энергии столкновения и атомной структуры сталкивающихся атомных частиц. В таблице 2 приведены экспериментальные сечения одноэлектронных процессов и полные сечения обдирки при столкновении ионов ксенона и аргона с атомами инертных газов. Видно, что даже для ионов  $\text{Ar}^{8+}$ , имеющих десять электронов, вклад многоэлектронной ионизации составляет около 50 %.

**5.2.2. Ионизация атомов мишени.** При прохождении ионного пучка через среду большое значение имеет информация об ионизационном состоянии атомов и молекул *среды*, особенно при оценке условий, накладываемых на давление и концентрацию частиц остаточного газа в ускорителях большой мощности. Ионизация атомов и молекул остаточного газа налетающими ионами (44) приводит к появлению дальнедействующего кулоновского взаимодействия между частицами, а при очень высоких плотностях пучка — и к так называемым *динамическим эффектам вакуума* [229], которые существенно влияют на времена жизни и потери ионов в пучке. Кроме того, данные по сечениям ионизации нейтральных атомов и молекул ионными пучками представляют интерес в пучковой терапии различного типа опухолей, например, для учёта влияния вторичных электронов в теле пациента, которые могут привести к повреждениям, значительно превышающим прямые повреждения налетающими ионами.

Экспериментальные и теоретические исследования процессов ионизации нейтральных атомов многозарядными ионами (включая многоэлектронную ионизацию) проводились в основном в 1980–1995 гг. (см. работы [23, 25, 230] и ссылки в них). Экспериментальные данные получены в основном для инертных газов He, Ne, Ar, Kr и Xe на ускорителях BEVALAC (Беркли, США), UNILAC (Дармштадт, Германия) и RIKEN (Сайтама, Япония) для ионных пучков от протонов до голых ядер урана при энергиях 1–420 МэВ/нуклон. Точность измерений сечений ионизации нейтральных атомов составляет примерно 30–50 %.



**Рис. 17.** Сечения  $m$ -электронной ионизации атомов Ne и Ar ионами  $Au^{24+}$  (а),  $Bi^{67+}$  (б) и  $U^{90+}$  (в) как функции энергии ионов. Символы — эксперимент:  $m$ -электронные (тёмные кружки) и полные (светлые кружки) сечения ионизации [235, 236]. Кривые — результаты комбинированного расчёта в классическом и квантово-механическом приближениях [230].

Для расчёта сечений ионизации нейтральных атомов многозарядными ионами используются несколько основных теоретических подходов: метод независимых частиц (IPM) [231], метод Монте-Карло (СТМС) [168], классический метод переданной энергии [232] и квантовый статистический подход [233, 234].

Недавно [230] предложен метод расчёта сечений многоэлектронной ионизации атомов многозарядными ионами в области 1 МэВ/нуклон–10 ГэВ/нуклон с точностью до фактора 2, основанный на комбинации классического и квантового подходов. Вклад многоэлектронной ионизации, составляющий 20–35 %, уменьшается с ростом энергии, но возрастает с ростом атомного номера атома мишени. Эти свойства иллюстрируются на рис. 17, где представлены многоэлектронные сечения ионизации атомов Ne и Ar многозарядными тяжёлыми ионами в широкой области энергий, включая релятивистские энергии.

### 5.3. Релятивистские столкновения.

#### Процессы радиационной перезарядки

При больших энергиях налетающих ионов конкурирующим рекомбинационным процессом "обычной" нерадиационной перезарядки NRC, формула (43), становится радиационная перезарядка REC (45), аналогичная процессу радиационной рекомбинации RR, но отличающаяся от последней захватом не свободных, а связанных электронов мишени. Основные результаты по REC-процессам, полученные экспериментально и теоретически, изложены в обзоре [143].

При большой кинетической энергии налетающий ион "видит" слабосвязанные электроны мишени практически неподвижными, поэтому захват электрона происходит с испусканием фотона как третьего тела, уносящего излишнюю долю энергии и момент согласно законам сохранения. REC-процессы слабее зависят от эффективного заряда атомов мишени, но их сечения убывают гораздо медленнее с ростом энергии, чем сечения NRC-перезарядки (см. (47), (48)), поэтому при определённых условиях необходимо учитывать оба рекомбинационных процесса. При очень больших релятивистских энергиях (релятивистский фактор  $\gamma > 10$ ) перезарядка ионов на атомах сопровождается образованием электрон-позитронных пар (см. [143, 237]), однако эти процессы здесь не рассматриваются.

Рентгеновские спектры REC фотонов играют важную роль в спектроскопии многозарядных ионов, в частности, при определении поляризации излучения, фотоионизации тяжёлых ионов, вероятностей излучательных переходов, исследовании эффектов квантовой электродинамики и т.д. (см. [143, 238]).

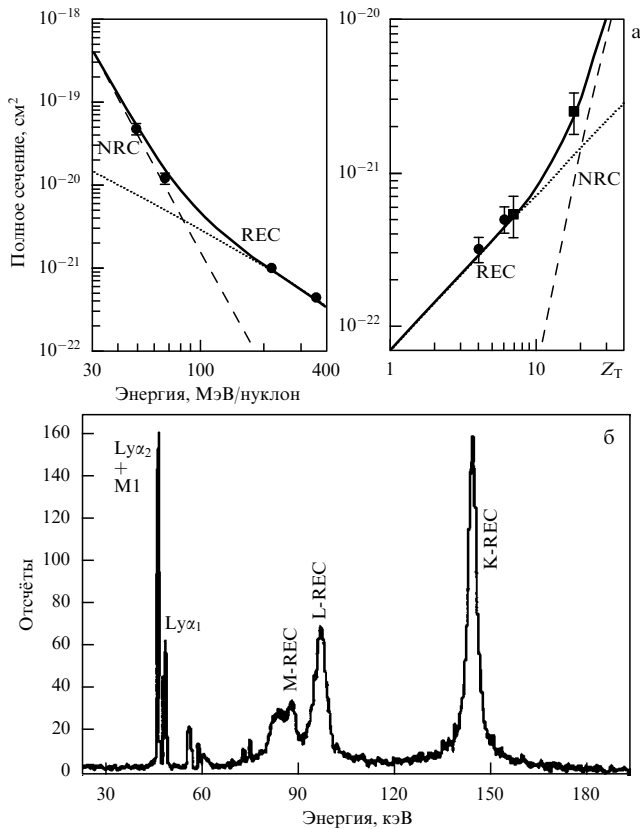
Первые измерения REC были выполнены в работах [239–241] на ускорителе BEVALAC в Лоуренсовской лаборатории в Беркли (США), а затем с развитием мощных ускорителей тяжёлых ионов и на других установках, в частности, SUPER-EBIT в Беркли и в Институте тяжёлых ионов (GSI) в Дармштадте (см. [143]). Расчёт NRC-сечений в релятивистской области проводится в приближении эйконала [242–244], а REC-сечения в импульсном приближении [143], приближении матрицы плотности [237] и в релятивистском приближении [245, 246]. Для оценок REC-сечений часто используются формулы Штоббе [247] и Крамерса [248]. Результаты расчётов NRC-сечений в релятивистском приближении эйконала приведены в работе [249], а сечений радиационной рекомбинации и REC-сечений для голых ядер тяжёлых ионов — в [250].

На рисунке 18а представлены экспериментальные и теоретические сечения процессов радиационной и нерадиационной перезарядки H-подобных ионов урана как функции энергии (слева) и атомного номера мишени (справа). Видно, что с ростом энергии и атомного номера атомов мишени начинают превалировать процессы радиационной перезарядки.

Экспериментальный рентгеновский спектр H-подобных ионов урана, образованных при радиационной перезарядке голых ядер урана на азоте  $N_2$  при энергии 310 МэВ/нуклон, приведён на рис. 18б. Видно, что спектр имеет довольно сложную структуру, где помимо переходов в основное состояние видны линии, связанные с радиационными переходами между возбуждёнными состояниями иона урана.

### 5.4. Эффекты плотности мишени в сечениях перезарядки и обдирки

*Эффект плотности (target-density или gas-solid effect)* состоит в увеличении среднего (равновесного) заряда



**Рис. 18.** (а) Сечения NRC, REC и полные сечения перезарядки ионів  $U^{92+}$  (голые ядра урана) на нейтральных атомах при больших энергиях столкновения. Левый рисунок — сечения перезарядки на молекулах  $N_2$  как функции энергии иона: штриховая кривая — NRC-сечение в приближении эйконала, пунктирная кривая — REC-сечение в дипольном приближении, сплошная кривая — полное сечение, т.е. сумма NRC- и REC-сечений. Правый рисунок — сечения перезарядки на газовых и твердотельных мишенях при энергии 295 МэВ/нуклон иона  $U^{92+}$  как функции заряда ядра атома мишени  $Z_T$ : штриховая кривая — NRC-сечение в приближении эйконала, пунктирная кривая — REC-сечение в дипольном приближении, сплошная кривая — полное сечение, т.е. сумма NRC- и REC-сечений. Эксперимент: квадраты — мишени из  $N_2$  и  $Ag$ , кружки — мишени из  $Be$  и  $C$ . (Из работы [251].) (б) Рентгеновский спектр N-подобного иона  $U^{91+}$ , измеренный методом совпадений при радиационной перезарядке голых ядер  $U^{92+}$  на азоте  $N_2$  при энергии 310 МэВ/нуклон. Помимо обычных переходов в основное состояние (переходы  $Ly\alpha_1$ ,  $Ly\alpha_2$ , M1) четко видны пики (K-, M- и L-REC), связанные с распадом состояний, образованных в результате перезарядки, в основное и возбужденные состояния N-подобного иона  $U^{91+}$ . (Из работы [143].)

ионного пучка при прохождении через твердое тело по сравнению с газовой мишенью. Эффект был обнаружен экспериментально в работах [117, 118] при исследовании пучков ионов урана, проходящих через графитовую фольгу и газовую мишень, и позже — при измерении потерь энергии (*stopping power*) ионов в газовых и твердых средах [119, 125].

Кратко говоря, эффект плотности состоит в следующем (см. также [1] и раздел 3.6). В разреженной среде (газ при низком давлении) ионы испытывают одно-два соударения с частицами среды. В плотной среде время между соседними столкновениями ионов становится короче времени жизни возбужденных ионных состояний, которые разрушаются последующими столкновениями с частицами среды, что приводит к ионизации возбужденных ионов, т.е. увеличению их заряда. В плотной среде

сечения перезарядки уменьшаются, а сечения обдирки, наоборот, увеличиваются из-за вклада ионизации из возбужденных состояний ионов. Совокупное влияние обоих эффектов и приводит к увеличению среднего равновесного заряда ионов в более плотной среде (см. [26, 126, 172, 252]).

Влияние эффекта плотности, естественно, зависит от плотности атомов мишени, а также от энергии иона и атомной структуры сталкивающихся частиц, т.е. от величин уровней энергий, включая внутренние оболочки, вероятностей радиационных переходов, сечений возбуждения и т.д. Величина плотности частиц, например, молекул в газовой мишени, может быть небольшой, а эффект плотности — весьма значительным. С ростом плотности мишени сечения перезарядки могут уменьшиться в 10 и более раз, а сечения ионизации — увеличиться в 1,5–2 раза, поэтому при исследовании задач, связанных с прохождением пучка ионов через среду, необходимо учитывать зависимость эффекта плотности любой среды: газа, плазмы или твердого тела.

Влияние эффекта плотности на сечения перезарядки и обдирки ионов хлора с энергией 4 МэВ (113 кэВ/нуклон) при прохождении через мишень молекулярного водорода иллюстрируется на рис. 19а при плотностях водорода  $N = 5 \times 10^{13} - 3 \times 10^{16}$  молекул/см<sup>3</sup>. Эти зависимости получены из экспериментальных данных по ионным фракциям ионов хлора. Видно, что сечения перезарядки  $Cl^{q+} \rightarrow Cl^{(q-1)+}$  при данных условиях уменьшаются примерно в 1,5 раза, а сечения обдирки  $Cl^{q+} \rightarrow Cl^{(q+1)+}$  увеличиваются приблизительно на 20%. Эффект плотности проявляется сильнее при больших плотностях, особенно при прохождении ионов через твердое тело, где плотность атомов  $\sim 10^{23}$  атом/см<sup>3</sup>.

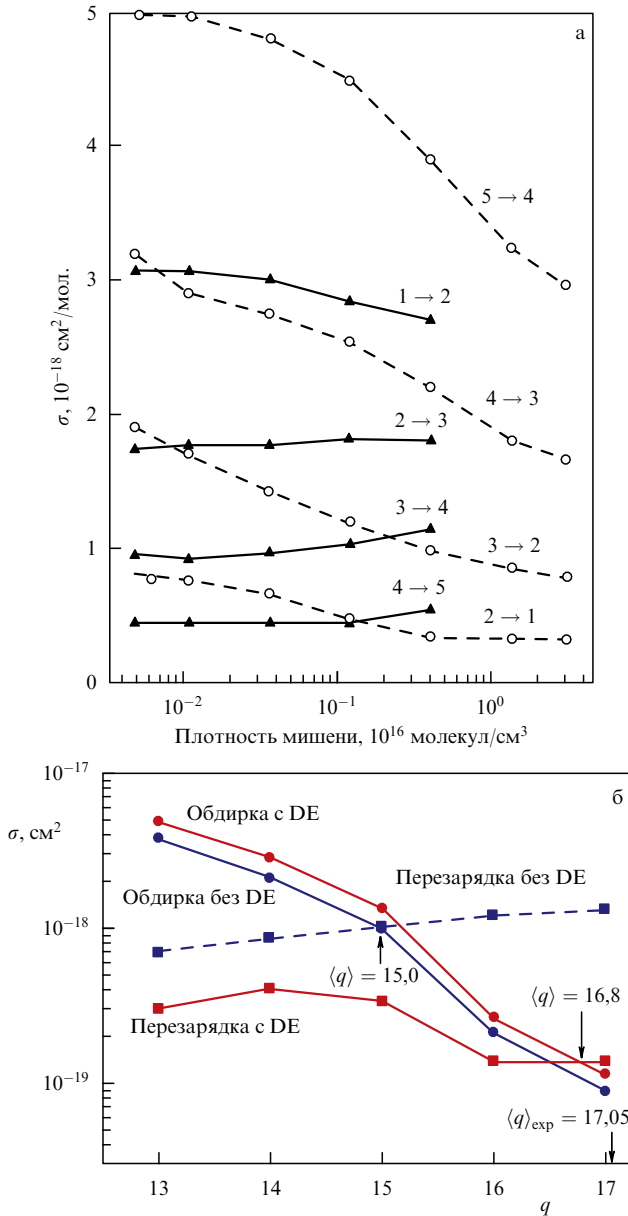
На рисунке 19б приведена зависимость сечений перезарядки и обдирки ионов аргона с энергией 6 МэВ/нуклон как функции заряда ионов аргона при прохождении через графитовую фольгу, вычисленных с учетом и без учета эффекта плотности. Сечения перезарядки при учете эффекта уменьшаются примерно на порядок, а сечения обдирки увеличиваются примерно в два раза. Учет эффекта плотности приводит к значению среднего заряда  $\langle q \rangle = 16,8$ , близкому к экспериментальному значению  $\langle q \rangle_{\text{exp}} = 17,0$ , в то время как средний заряд, вычисленный без учета эффекта плотности, составляет  $\langle q \rangle = 15,0$ .

### 5.5. Процессы взаимодействия ионов с плазмой

Атомные характеристики взаимодействия ионных пучков с плазмой необходимы для решения многих задач в пучковой диагностике плазмы (метод НВР, Heavy-Ion Beam Probe [255]), для определения тормозной способности в плазме (см. раздел 3.5), определения оптимальных условий получения максимального заряда ионного пучка на выходе из мишени и других задач.

Взаимодействие ионов с плазмой существенно отличается от процессов с участием нейтральных атомов при прохождении ионов через газовые и твердотельные мишени из-за наличия в плазме свободных электронов и ионов мишени. Кроме того, сечения (точнее, скорости процессов) взаимодействия ионов с плазмой сильно зависят от температуры, плотности электронов и ионизационного состава плазмы.

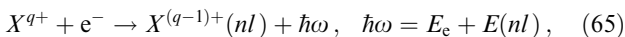
Ввиду наличия свободных электронов и ионов в плазме, помимо процессов обдирки и перезарядки на нейтральных атомах, рассмотренных в разделах 5.1, 5.2,



**Рис. 19.** (а) Зависимость эффективных сечений одноэлектронной перезарядки  $q \rightarrow q - 1$  и обдирки  $q \rightarrow q + 1$  ионов  $\text{Si}^{q+}$  с энергией 4 МэВ (113 кэВ/нуклон) при прохождении через молекулярный водород с плотностью  $5 \times 10^{15} - 3 \times 10^{16}$  молекул/см<sup>3</sup>. (Из работы [253].) (б) Зависимости эффективных сечений одноэлектронной перезарядки ЕС и обдирки EL ионов  $\text{Ag}^{q+}$  с энергией 6 МэВ/нуклон при прохождении через графитовую фольгу с плотностью  $1,3 \times 10^{23}$  атом/см<sup>3</sup> от заряда  $q$ , вычисленные с учётом и без учёта эффекта плотности (DE) мишени. Сечения перезарядки и обдирки, вычисленные с учётом эффекта плотности, пересекаются при  $q = 16,8$ , т.е. для среднего заряда, близкого к экспериментальному значению,  $\langle q \rangle_{\text{exp}} = 17,0$ . (Из работы [254].)

возникают дополнительные процессы взаимодействия, приводящие к изменению зарядового состояния налетающих ионов. Рассмотрим основные из них.

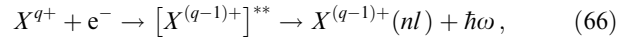
1. Радиационная рекомбинация — перезарядка (захват) свободных электронов с излучением фотона:



где  $q$  — заряд иона  $X^{q+}$ ,  $E_e$  — кинетическая энергия свободного электрона,  $E(nl)$ ,  $E(nl) > 0$ , — энергия связи

иона в состоянии с квантовыми числами  $n, l$ , на которое произошёл захват электрона. Процесс (65) — процесс, обратный фотоионизации, он происходит при *любых* энергиях свободного электрона  $E_e$ .

2. Диелектронная рекомбинация:

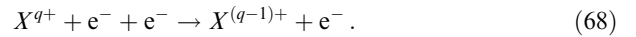


двухступенчатый процесс, сопровождающийся сначала захватом свободного электрона с одновременным возбуждением внутреннего электрона иона и образованием промежуточного дважды возбуждённого состояния, затем радиационным распадом, приводящим к образованию иона  $X^{(q-1)+}(nl)$  с излучением фотона, аналогично (65). Однако между процессами (65) и (66) есть большая разница: если процесс (65) возможен при *любых* значениях кинетической энергии свободного электрона  $E_e$ , то процесс (66) — только при определённых значениях  $E_e$ , отвечающих условию резонанса:

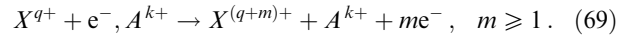
$$E_e \approx \Delta E - \frac{q^2 Ry}{n^2} < \Delta E, \quad \Delta E > 0, \quad (67)$$

где  $\Delta E$  — энергия возбуждения перехода в ионе  $X^{(q-1)+}$ .

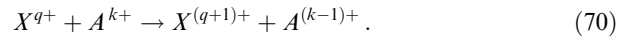
3. Тройная (трёхчастичная) рекомбинация — процесс, обратный ионизации электронным ударом:



4. Многоэлектронная ионизация налетающего иона свободными электронами  $e$  или ионами  $A^{k+}$  плазмы:



5. Ионизация налетающего иона в результате перезарядки на ионах плазмы, т.е. ион-ионной перезарядки:



Сечения и скорости процессов (65)–(70), усреднённые по максвелловскому распределению частиц по энергиям, хорошо изучены экспериментально и теоретически в условиях изолированной плазмы (см. [11, 13, 26]).

**5.5.1. Радиационная рекомбинация (RR).** RR является одним из главных рекомбинационных механизмов при прохождении ионов через плазменную мишень, так как происходит с большей вероятностью, чем перезарядка на атомах и ионах, присутствующих в плазме.

Сечения радиационной рекомбинации (65) на ридберговские уровни  $n \gg 1$ , усреднённые по орбитальному квантовому числу  $l$ , обычно определяются по формуле Крамерса [73, 256] или с помощью полумпирических формул [248] с использованием эффективного заряда для образующегося иона  $X^{(q-1)+}$ . Для низколежащих уровней  $n$  крамеровские сечения должны быть умножены на фактор Гаунта (см. [257, 258]).

Сечение процесса (65) на все уровни  $n$  иона  $X^{(q-1)+}(n_0^p)$  даётся формулой с учётом заполнения оболочки  $n_0^p$  основного состояния ( $p$  — число эквивалентных электронов):

$$\sigma_{RR}^{\text{tot}}(n, E_e) = \left(1 - \frac{p}{2n_0^2}\right) \sigma_{RR}(n_0, E_e) + \sum_{n > n_0}^{n_{\text{cut}}} \sigma_{RR}(n, E_e), \quad (71)$$

где  $n_{\text{cut}}$  — максимальное главное квантовое число, которое определяется экспериментальными условиями (большой электронной плотностью или величиной внешнего электрического поля и т.д.). Заметим, что в сумму (71) основной вклад вносит рекомбинация в основное состояние  $n_0$  и ближайшие уровни. При больших энергиях свободного электрона  $E_e$  сечение  $\sigma_{RR}(n, E_e) \sim q^4/(n^3 E_e^2)$ .

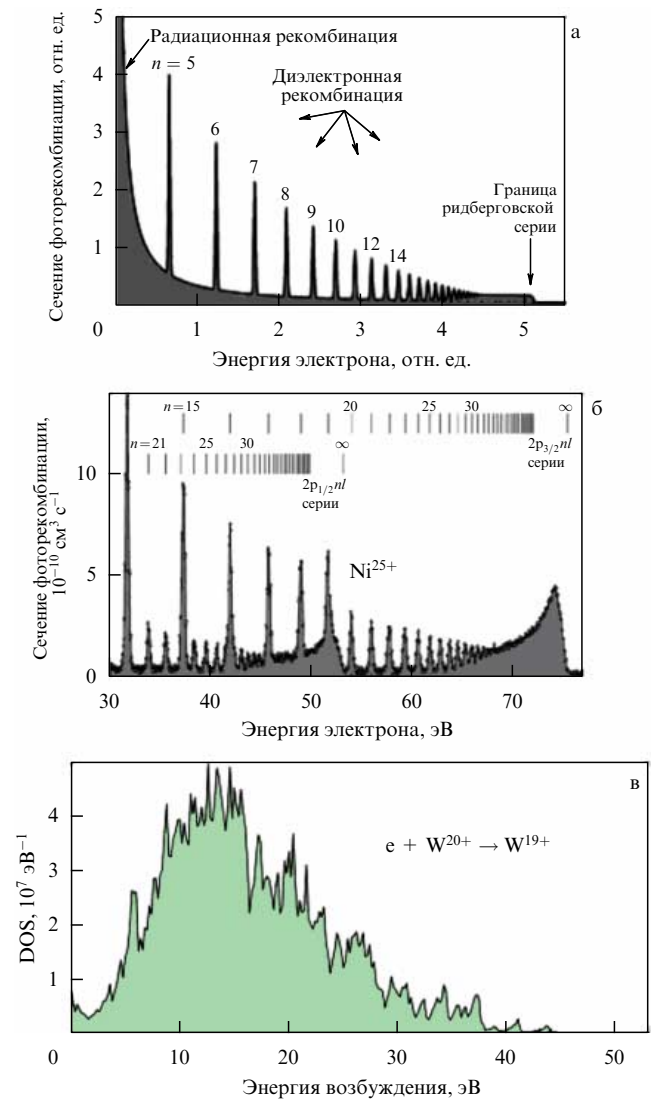
**5.5.2. Диэлектронная рекомбинация (DR).** DR — важный рекомбинационный процесс, играющий принципиальную роль в ионизационном балансе плазмы, в торможении ионных пучков в плазме и формировании эффективного заряда, в исследовании атомных характеристик тяжёлых многоэлектронных ионов, таких как лэмбовский сдвиг, изотопический сдвиг и др. (см. [259–261]). Кроме того, спектральные линии излучения, называемые *диэлектронными спутниками*, играют важную роль в диагностике горячей плазмы, т.е. её температуры, плотности, ионизационного состава и др. [11, 262].

Сечения DR выражаются через вероятности радиационных и автоионизационных переходов для уровней основного, промежуточного и конечного состояний и проявляются в виде узких резонансов, максимум которых сильно возрастает (примерно как  $q^4$ ) с ростом заряда иона  $q$ .

На рисунке 20а представлена схема сечений радиационной и диэлектронной рекомбинаций как функции энергии электрона. При малых энергиях превалирует процесс RR. С ростом энергии появляются DR-резонансы в состояниях с главными квантовыми числами  $n$ , интенсивность которых убывает как  $n^{-3}$  с ростом  $n$ . На рисунке 20б представлено сечение (скорость) DR литиеподобных ионов  $\text{Ni}^{25+}$  для перехода  $2s-2p$ , усреднённое по функции распределения электронов; главные квантовые числа  $n$  резонансных состояний обозначены на рисунке.

Следует отметить, что экспериментальное и теоретическое исследование процессов рекомбинации с участием многоэлектронных тяжёлых ионов наталкивается на значительные трудности, связанные с атомной структурой таких систем, так как количество электронных уровней очень велико даже для основного состояния. На рисунке 20в представлены результаты расчётов плотности состояний (количество уровней на единицу энергии) ионов  $\text{W}^{19+}$ , которые могут быть заселены в результате DR ионов  $\text{W}^{20+}$  ( $4f^8 7F_6$ ) через дважды возбуждённые состояния  $4f^8 nl$ . Видно, что плотность уровней огромна —  $10^7$  уровней на 1 эВ энергии! Естественно, при определении сечений и скоростей рекомбинации тяжёлых ионов обычные методы расчёта не могут быть использованы, поэтому применяют новые подходы, например, метод *квантового хаоса* (см. [265–268]) на основе статистического подхода для анализа спектра и собственных значений квантовых состояний ионов, что приводит к значительно лучшему согласию теории с экспериментом (см. [266]).

Процессы перезарядки (65) и ионизации (69) рассмотрены в работах [13, 16, 17, 23, 26, 50]. Для расчёта сечений одноэлектронной ионизации электронным ударом используют полуэмпирические формулы Лотца [269], а для расчёта сечений многоэлектронной ионизации — полуэмпирические формулы, приведённые в работах [270–274].



**Рис. 20.** (а) Сечения радиационной и диэлектронной рекомбинаций как функции энергии свободного электрона  $E_e$ . Указаны главные квантовые числа ридберговских состояний, в которые произошёл захват электронов. (Из работы [263].) (б) Экспериментальная скорость DR литиеподобных ионов  $\text{Ni}^{25+}$  для перехода  $2s-2p$ , т.е. величина  $\langle v\sigma_{DR} \rangle$ , усреднённая по функции распределения электронов по энергии в накопительном кольце. На рисунке обозначены главные квантовые числа  $n$  резонансных состояний. (Из работы [264].) (в) Результаты расчёта плотности состояний ионов  $\text{W}^{19+}$ , которые могут быть заселены в результате DR ионов  $\text{W}^{20+}$  ( $4f^8 7F_6$ ) через дважды возбуждённые состояния  $4f^8 nl$ . (Из работы [260].)

**5.5.3. Скорости процессов.** Составляющие плазму частицы (атомы, ионы, электроны) имеют разные концентрации в зависимости от температуры и плотности плазмы, поэтому для характеристик взаимодействия ионов с плазмой используют *скорости процессов*, т.е. величины  $N\langle v\sigma \rangle$  [ $\text{с}^{-1}$ ], усреднённые по максвелловскому распределению частиц по скоростям частиц  $v$ ; здесь  $N$  — плотность (концентрация) частиц в плазме.

При взаимодействии ионного пучка с плазмой функция Максвелла распределения электронов (или ионов) по скоростям  $F(v, v_p, T)$  зависит от *скорости ионов*  $v_p$  в пучке, а величина  $\langle v\sigma \rangle$  [ $\text{см}^3 \text{с}^{-1}$ ] даётся выражением [15]

$$\langle v\sigma \rangle = \int_0^\infty v\sigma(v) F(v, v_p, T) d^3v, \quad \int_0^\infty F(v, v_p, T) dv = 1, \quad (72)$$



$$F(v, v_p, T) = \left( \frac{M}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} \exp \left[ -\frac{M}{2k_B T} (\mathbf{v} - \mathbf{v}_p)^2 \right] =$$

$$= \left( \frac{M}{2\pi k_B T} \right)^{1/2} \frac{v}{v_p} \left\{ \exp \left[ -\frac{M}{2k_B T} (v - v_p)^2 \right] - \right.$$

$$\left. - \exp \left[ -\frac{M}{2k_B T} (v + v_p)^2 \right] \right\}, \quad (73)$$

где  $\mathbf{v} = \mathbf{v}_p - \mathbf{v}_{e,i}$  — вектор относительной скорости,  $v_{e,i}$  — скорость электрона или иона в плазме,  $M$  — приведённая масса сталкивающихся частиц,  $T$  — электронная или ионная температура в плазме.

При малых скоростях налетающих ионов  $v_p \rightarrow 0$ , функция  $F(v, v_p, T)$  переходит в "обычную" функцию Максвелла  $F(v, T)$ , а при относительно низкой температуре плазмы

$$F(v, v_p, T) = \delta(v - v_p), \quad \frac{2T}{M} \rightarrow 0, \quad (74)$$

$$\langle v\sigma \rangle \approx v_p \sigma(v_p), \quad v_p \gg v_{th} = 1,13 \sqrt{\frac{2T_e}{m}}, \quad (75)$$

где  $v_{th}$  — термальная скорость электронов в плазме. Таким образом, скорости процессов быстрых ионов в холодной плазме определяются *произведением* скорости ионов на сечение процесса. Из этого следует два важных вывода:

- 1) скорости атомных процессов для быстрых тяжёлых ионов не зависят от температуры плазмы и распределения частиц плазмы по скоростям;
- 2) скорости процессов определяются только сечениями процессов.

В случае малых скоростей ионов,  $v_p \leq v_{th}$ , скорости процессов определяются по формуле (72), т.е. с помощью функции Максвелла, зависящей от скорости ионов  $v_p$  и температуры плазмы  $T$ .

Наиболее часто реализуется случай  $v_p \geq v_{th}$ , когда скорость всех рассмотренных процессов (кроме трёхчастичной рекомбинации) линейно зависит от плотности частиц  $N$ :

$$\kappa = N v_r \sigma(v_r) [\text{с}^{-1}], \quad (76)$$

$$v_r \approx \sqrt{v_p^2 + v_{th}^2}, \quad v_{th} \approx 1,13 \sqrt{\frac{2T_e}{m}}, \quad (77)$$

где  $v_r$  — относительная скорость налетающих ионов,  $N$  — плотность частиц и  $T_e$  — температура электронов в плазме.

**5.5.4. Трёхчастичная (тройная) рекомбинация (TR).** В процессе TR участвуют два налетающих электрона: один электрон захватывается ионом, другой электрон уносит излишнюю часть энергии. Скорость TR (68) обычно вычисляют в классическом приближении [275]:

$$\kappa_{TR} = \frac{2^5 \pi^2 e^{10}}{m^5} \frac{q^3 N_e^2}{v_r^9} \approx$$

$$\approx 2,9 \times 10^{-31} [\text{см}^3 \text{с}^{-1}] N_e^2 [\text{см}^{-3}] \frac{q^3}{v_r^9 [\text{a.e.}]}, \quad (78)$$

где  $q$  — заряд налетающего иона,  $v_r$  — относительная скорость (77).

Сравнение скоростей RR и TR для случая  $v_p \geq v_{th}$  даёт оценку [50]

$$\frac{\kappa_{RR}}{\kappa_{TR}} = 1,6 \times 10^{17} \frac{q v_r^6}{N_e [\text{см}^{-3}]}. \quad (79)$$

Из соотношения (79) видно, что скорость  $\kappa_{TR}$  невелика и близка к скорости рекомбинации только при очень больших плотностях электронов.

Сравнение скоростей перезарядки ЕС и радиационной рекомбинации RR даёт оценку

$$\frac{\kappa_{EC}}{\kappa_{RR}} \approx 10^7 \frac{N_{at}}{N_e} \frac{q Z_T^5}{v_r^8 [\text{a.e.}]}, \quad (80)$$

где  $N_{at}$  и  $N_e$  — концентрации нейтральных атомов и электронов в плазме,  $Z_T$  — атомный номер атома. Относительный вклад процессов ЕС и RR зависит от отношения концентраций  $N_{at}/N_e$  и относительной скорости ионов  $v_r$ .

На рисунке 21а приведены концентрации протонов и нейтральных атомов водорода в водородной плазме как функции температуры плазмы. В холодной плазме,  $T \approx 1$  эВ, отношение  $N_{at}/N_e \approx 30$  и для ионов с  $q = 20$  и энергией 1,5 МэВ/нуклон ( $v_p = 7,7$  а.е.) отношение скоростей (80) порядка  $10^3$ , т.е. в холодной плазме перезарядка на нейтральных атомах намного превосходит процессы радиационной рекомбинации. В полностью ионизованной водородной плазме с температурой  $T \approx 10$  эВ отношение  $N_{at}/N_e \approx 10^{-5}$ , а отношение скоростей

$$\frac{\kappa_{RR}}{\kappa_{EC}} \approx 10^3, \quad (81)$$

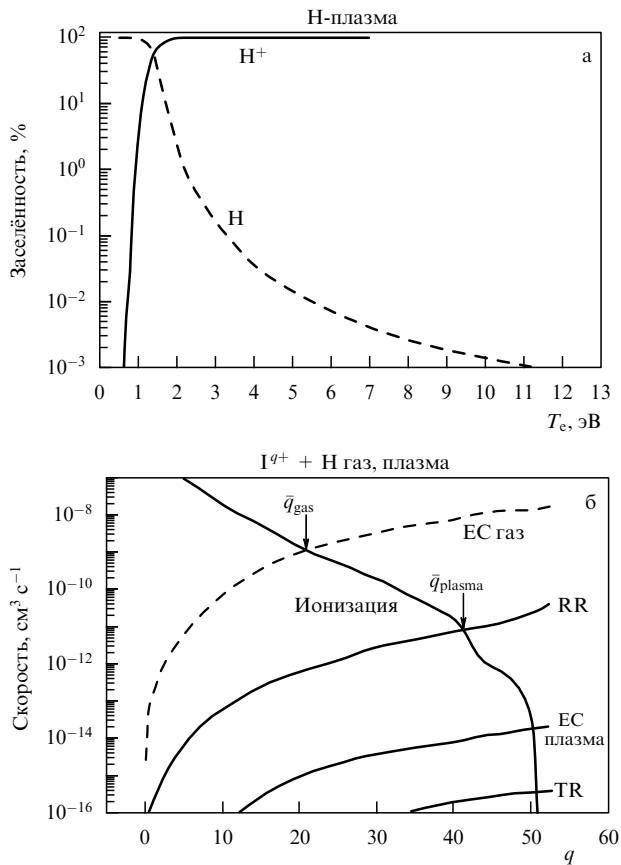
т.е. в сильно ионизованной плазме процесс RR является основным рекомбинационным процессом.

Это подтверждается данными на рис. 21б, где в зависимости от заряда иона приведены расчёты скоростей рекомбинации и ионизации ионов йода с зарядами  $q < 60$  и энергией 1,5 МэВ/нуклон в водородной плазме с температурой  $T \approx 10$  эВ и электронной плотностью  $N_e \approx 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Для ионов с  $q > 5$  скорости ионизации практически совпадают со значениями для газовой и плазменной мишеней.

Как видно из рис. 21б, в сильно ионизованной плазме скорости RR много больше скорости перезарядки, а скорости TR много меньше скоростей реакций ЕС и RR. Из рисунка 21б также можно оценить средний заряд ионов йода  $\bar{q}$  в холодном газе водорода и полностью ионизованной плазме:  $\bar{q}_{\text{gas}} \approx 20$  и  $\bar{q}_{\text{plasma}} \approx 40$  (указаны стрелками на рисунке). Таким образом, плазма является более эффективной средой для обдирки тяжёлых ионов, чем холодный газ того же элемента, как это уже обсуждалось в разделе 3. Основной трудностью при рассмотрении ТС в плазме является учёт процессов диэлектронной рекомбинации, которые играют важную роль в процессах рекомбинации ионных пучков в плазме.

## 6. Компьютерные программы для расчёта зарядовых фракций ионов

В настоящее время существует ряд программ для расчёта эволюции фракций ионов, проходящих в основном через газовые и твердотельные среды — это программы ETASNA, CHARGE и GLOBAL.



**Рис. 21.** (а) Расчёт относительных концентраций протонов и нейтральных атомов водорода в водородной плазме как функций температуры плазмы: сплошная кривая — протоны, штриховая кривая — атомы водорода. (Из работы [276].) (б) Расчёт как функций заряда иона скорости ионизации и рекомбинации ионов йода  $I^{q+}$  с энергией 1,5 МэВ/нуклон, проходящих через холодный газ водорода и почти полностью ионизованную водородную плазму с параметрами: температура электронов  $T_e = 10$  эВ, плотность  $N_e = 10^{17}$  см $^{-3}$ . ЕС газ (штриховая линия) и ЕС плазма (сплошная линия) отвечают скоростям перезарядки на связанных электронах атомов водорода в газе и плазме соответственно. Кривая "ионизация" — скорость ионизации частицами мишени, одинаковая для газа и плазмы при  $q > 5$ . Кривые RR и TR — скорости радиационной рекомбинации и трёхчастичной рекомбинации соответственно. Процессы диэлектронной рекомбинации не учитываются. Стрелки указывают на значения среднего заряда ионов йода в газе  $\bar{q}_{\text{gas}} \approx 20$  и плазме  $\bar{q}_{\text{plasma}} \approx 40$ . Скорости процессов взяты из работы [50].

### 6.1. Программа ETASNA

ETASNA [277] — одна из первых программ для расчёта фракций ионов в *твёрдых* мишенях (фольгах) при энергиях  $E = 10\text{--}80$  МэВ/нуклон, соответствующих диапазону работы французского ускорителя GANIL (Grand Accélérateur National d'Ions Lourds). Программа основана на решении линейных дифференциальных уравнений баланса (24), (25) в модели независимых частиц для налетающих ионов с числом электронов до 28 (Ni), т.е. содержащих электронные оболочки  $1s^2, 2s^2, \dots, 3d^{10}$ . В программе предусмотрен расчёт сечений взаимодействия в первом порядке теории возмущений — обдирки, перезарядки, возбуждения и девозбуждения с учётом потери кинетической энергии налетающих ионов, т.е. с учётом тормозной способности вещества (см. раздел 3).

Несмотря на простоту и удобство использования программы ETASNA, она обладает рядом недостатков,

прежде всего, большой погрешностью при энергиях пучка  $E > 30$  МэВ/нуклон, а также при её использовании для ионов тяжелее аргона  $Z_N > 18$  (см. [72, 142, 278]).

Недавно в работе [279] была представлена новая версия программы ETASNA, в которой расширена область применимости программы до более низких энергий  $E = 0,05\text{--}30$  МэВ/нуклон, а также для более тяжёлых ионов с числом электронов до 60 (рис. 22).

### 6.2. Программы CHARGE и GLOBAL

Программы CHARGE и GLOBAL [72] предназначены для расчёта фракций ионов в области высоких и *релятивистских* энергий  $E \geq 100$  МэВ/нуклон ионов с зарядами ядра  $Z_N \geq 30$ , проходящих через газовые и твёрдотельные мишени. Программы доступны для использования онлайн в интернете [280].

Программа CHARGE основана на использовании аналитического решения задачи о фракциях в трёхкомпонентной модели Аллисона [127], и поэтому применима для случаев, когда основными фракциями являются ядра, H- и He-подобные ионы. Программа вычисляет сечения обдирки, радиационной и нерадиационной перезарядки, а также приближённо сечения двухэлектронной перезарядки и ионизации.

Программа GLOBAL основана на численном решении дифференциальных уравнений баланса (24), (25) методом Рунге–Кутты для числа фракций до  $N \leq 28$ , но использует большое число упрощений в расчётах сечений, что делает программу довольно ограниченной для использования, особенно для случая больших зарядов ионов  $q$  и тяжёлых мишеней. Результаты расчётов обеих программ совпадают в случае трёхкомпонентной задачи. Точность расчёта фракций программ CHARGE и GLOBAL в пределах фактора 2.

### 6.3. Программа BREIT

Недавно создана программа BREIT (Balance Rate Equations for Ion Transportation) для расчёта фракций ионов с энергиями  $E = 50$  кэВ/нуклон–50 ГэВ/нуклон для числа фракций  $3 \leq N < 200$  [281] в различных средах: газах, твёрдом теле и плазме. Программа основана на аналитическом решении уравнений баланса (24), (25) методом диагонализации матрицы взаимодействия, состоящей из сечений обдирки, перезарядки и т.д. В отличие от перечисленных выше программ, в программе BREIT сечения *задаются во входном файле*, включая сечения многоэлектронных процессов, а также с учётом эффекта плотности мишени методом, изложенным в [126]. Пользователи программы BREIT свободны в выборе эффективных сечений от какого-либо приближения, используемого для их расчёта. В качестве сечений могут быть использованы и экспериментальные данные. Возможность учёта многоэлектронных процессов и эффекта плотности во входном файле BREIT имеет большое значение, так как учёт эффекта плотности приводит к изменению среднего заряда в 1,5–2 раза [282], а многоэлектронных процессов — на 20–30% [133]. Программа BREIT также доступна для использования онлайн в интернете [283].

Для расчёта фракций ионов в *плазме* во входном файле BREIT задаются не сечения, а *скорости* процессов  $\langle N\nu\sigma \rangle$  с учётом дополнительных по сравнению с газовыми и твёрдотельными мишенями процессов: радиационной и диэлектронной рекомбинации, ионизации

свободными электронами плазмы и др. (см., например, [50] и раздел 5.5); здесь  $N$  — плотности частиц в плазме.

На рисунке 22 приведено сравнение экспериментальных данных равновесных и неравновесных фракций лёгких и тяжёлых ионов при прохождении через газовые и твердотельные мишени с результатами расчётов, выполненных указанными выше программами (подробнее см. [281]).

На рисунке 22а приведены фракции  $F_q(x)$  ионов кислорода при столкновении ионов  $O^{4+}$  с энергией 800 кэВ/нуклон с водородным газом как функции плотности газа  $P \leq 5 \times 10^{17}$  атом/см<sup>3</sup>. Экспериментальные данные [284] представлены символами, расчёты по программе BREIT — сплошными кривыми. В целом экспериментальные данные и расчёты хорошо согласуются друг с другом. При расчётах сечений по программе BREIT учитывался эффект плотности, и поскольку равновесный режим в эксперименте не был достигнут, величины равновесных фракций, полученные по программе BREIT, составляют  $F_5(\infty) \approx 0,066$ ,  $F_6(\infty) \approx 0,55$ ,  $F_7(\infty) \approx 0,34$ ,  $F_8(\infty) \approx 0,043$ , равновесный заряд  $\bar{q} \approx 6,4$ , равновесная толщина  $x_{eq} \approx 24$  мкг см<sup>-2</sup>, достигаемая при давлении водорода  $P \approx 120 \times 10^{16}$  атом/см<sup>3</sup>.

Эволюции ионов аргона в графите при прохождении ионов  $Ar^{10+}$  с энергией 13,6 МэВ/нуклон показаны на рис. 22б. Экспериментальные данные [279] обозначены символами с указанием величины ошибки измерений, расчёты по новой программе ETASNA — штриховыми кривыми [279] и по программе BREIT — сплошными кривыми. Экспериментальные данные для фракций  $F_{16}(x)$ ,  $F_{17}(x)$  и  $F_{18}(x)$  хорошо согласуются с результатами расчётов, выполненных по обоим программам. Согласно расчётам BREIT, равновесная толщина для данного случая составляет  $x_{eq} \approx 1000$  мкг см<sup>-2</sup>.

На рисунке 22в приведены эволюции фракций  $F_q(x)$  ионов золота при релятивистских столкновениях Ne-подобных ионов  $Au^{69+}$  с энергией 1 ГэВ/нуклон с золотой фольгой. Символы — экспериментальные данные из [72], штриховые кривые — расчёт по программе GLOBAL [280] и сплошные кривые — расчёт по программе BREIT [281]. Экспериментальные данные для максимальных фракций  $F_{79}(x)$ ,  $F_{78}(x)$ ,  $F_{77}(x)$  и  $F_{76}(x)$  согласуются с результатами расчётов, выполненных по обоим программам, в пределах фактора 2.

#### 6.4. Программа Монте-Карло для расчёта зарядовых фракций в плазменных мишенях

Недавно (см. [114–116]) создана программа Монте-Карло (МС) для расчёта фракций  $F_q$  и потери энергии при взаимодействии быстрых пучков тяжёлых ионов ( $E > 10$  МэВ/нуклон) с плазмой. Программа МС использует "старую" версию программы ETASNA [277] для расчёта сечений излучательной и безизлучательной перезарядки, ионизации и возбуждения ионов, а также сечений девозбуждения и рекомбинации. Так же как и программа ETASNA, программа МС способна выполнять расчёты для ионов с числом электронов до 28 в плазме с плотностью ионов  $10^{18} < N_i < 10^{23}$  см<sup>-3</sup> и температурой  $10 < T < 200$  эВ. Эффект плотности мишени также учитывается в программе МС.

Относительно использования программ для расчёта фракций  $F_q(x)$  следует отметить, что величины  $F_q(x)$ , вычисляемые с помощью уравнений баланса (24), (25), довольно чувствительны к величинам используемых се-

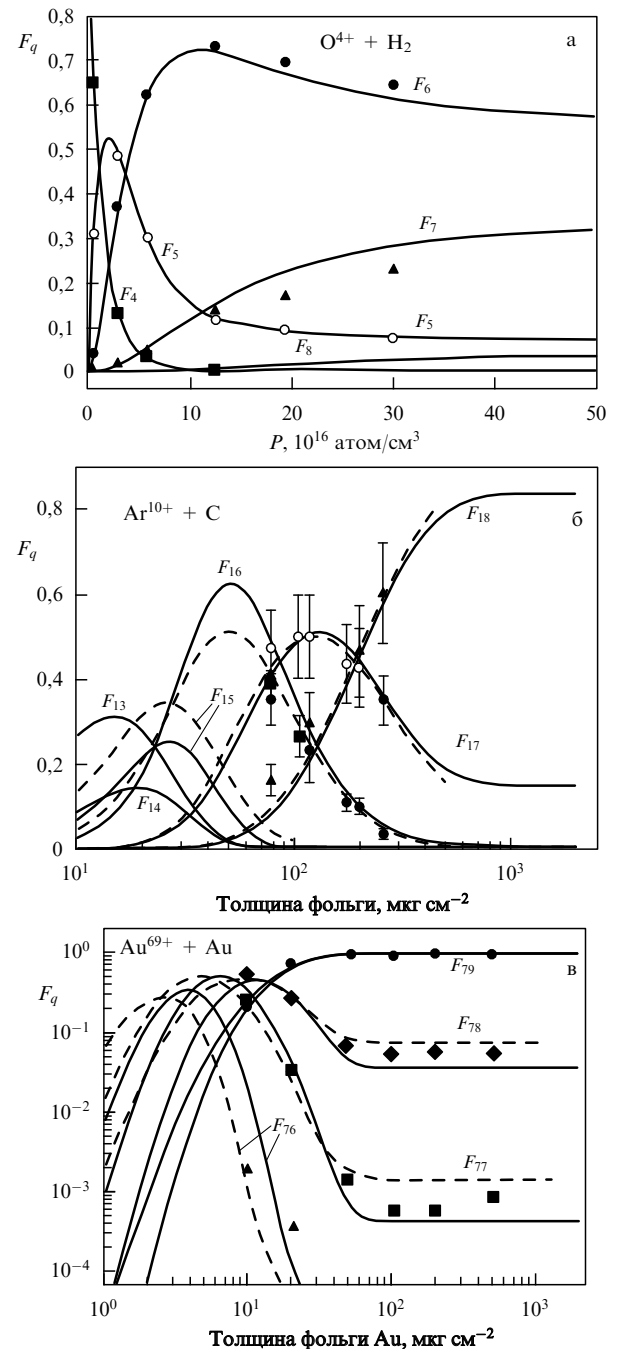


Рис. 22. (а) Зависимость эволюций фракций  $F_q$ ,  $4 \leq q \leq 7$ , ионов кислорода при столкновении ионов  $O^{4+}$  с энергией 800 кэВ/нуклон с водородом как функция давления газа. Символы — эксперимент [284], сплошные кривые — расчёт по программе BREIT с учётом эффекта плотности. (Из работы [281].) (б) Зависимость эволюций фракций  $F_q$ ,  $13 \leq q \leq 18$ , ионов аргона при столкновении ионов  $Ar^{10+}$  с энергией 13,6 МэВ/нуклон с графитовой фольгой как функция толщины мишени. Символы с указанием ошибки измерений — эксперимент [279], сплошные кривые — расчёт по программе BREIT с учётом эффекта плотности. (Из работы [281].) (в) Зависимость эволюций фракций  $F_q$ ,  $76 \leq q \leq 79$ , ионов золота при столкновении ионов  $Au^{69+}$  с энергией 1 ГэВ/нуклон с фольгой золота как функция толщины мишени. Символы — эксперимент [72], сплошные кривые — расчёт по программе BREIT с учётом эффекта плотности. (Из работы [281].)

чений взаимодействия ионов с частицами мишени. Поскольку точность определения экспериментальных и теоретических сечений одно- и многоэлектронных процессов

**Таблица 3.** Список химических элементов тяжелее ртути в периодической таблице Д.И. Менделеева. Для каждого элемента приведён его атомный номер  $Z$ , символ, название, масса  $M$ , электронная конфигурация четырёх внешних оболочек, потенциал ионизации  $IP$  и ссылки на экспериментальные (эксп.) или теоретические (теор.) работы, где были получены величины  $IP$ , а также период полураспада самых устойчивых изотопов из [298]. Элементы Uue и Ubn в переводе с латыни означают 119-й и 120-й; они пока не имеют названия

Атомный номер $Z$	Символ	Название	Масса $M$ , а.е.	Электронная конфигурация	$IP$ , эВ	$IP$ , эксп.	$IP$ , теор.	Период полураспада
80	Hg	Mercury	201	$4f^{14}5p^65d^{10}6s^2$	10,44	[285]		
82	Pb	Lead	207	$5p^65d^{10}6s^26p^2$	7,42	[286]		
83	Bi	Bismuth	209	$5p^65d^{10}6s^26p^3$	7,29			$2 \times 10^{19}$ лет
87	Fr	Francium	223	$5d^{10}6s^26p^67s^1$	4,07	[287]		22 мин
88	Ra	Radium	226	$5d^{10}6s^26p^67s^2$	5,28	[288]		1600 лет
89	Ac	Actinium	227	$6s^26p^67s^26d^1$	5,38	[289]		21,77 лет
92	U	Uranium	238	$6p^65f^36d^17s^2$	6,19	[290]		$4,5 \times 10^9$ лет
98	Cf	Californium	251	$6s^26p^65f^{10}7s^2$	6,28			900 лет
100	Fm	Fermium	257	$6s^26p^65f^{12}7s^2$	6,50			100,5 дней
102	No	Nobelium	259	$6s^26p^65f^{14}7s^2$	6,63		[291]	58 мин
103	Lr	Lawrencium	266	$6p^65f^{14}7s^27p^1$	4,90			11 ч
104	Rf	Rutherfordium	267	$6p^65f^{14}6d^27s^2$	6,01		[292]	1,3 ч
109	Mt	Meitnerium	278	$6p^65f^{14}6d^77s^2$	9,55			7,6 с
110	Ds	Darmstadtium	281	$6p^65f^{14}6d^87s^2$	10,38			3,7 мин
111	Rg	Roentgenium	282	$6p^65f^{14}6d^97s^2$	11,21			2,1 мин
112	Cn	Copernicium	285	$6p^65f^{14}6d^{10}7s^2$	12,03			8,9 мин
113	Nh	Nihonium	286	$5f^{14}6d^{10}7s^27p^1$	4,10			19,6 с
114	Fl	Flerovium	289	$5f^{14}6d^{10}7s^27p^2$	8,54		[293]	1,1 мин
115	Mc	Moscovium	289	$5f^{14}6d^{10}7s^27p^3$	5,58		[294]	220 мс
116	Lv	Livermorium	293	$5f^{14}6d^{10}7s^27p^4$	6,69			61 мс
117	Ts	Tennesine	294	$5f^{14}6d^{10}7s^27p^5$	7,64		[295]	78 мс
118	Og	Oganesson	294	$5f^{14}6d^{10}7s^27p^6$	8,32			890 мкс
119	—	(Uue)	—	$6d^{10}7s^27p^68s^1$	4,79		[296]	
120	—	(Ubn)	—	$6d^{10}7s^27p^68s^2$	5,85		[297]	

находится в пределах 10–50 %, точность расчёта неравновесных фракций лежит в пределах фактора 2. Ситуация с точностью расчётов *равновесных* фракций в газах и фольгах немного лучше, поскольку они зависят в основном от отношений одноэлектронных сечений обдирки и перезарядки, которые определяются с более высокой точностью, чем многоэлектронные сечения.

## 7. Использование зарядовых фракций в приложениях

В этом разделе рассмотрены два примера использования равновесных фракций ионов в ядерной физике при детектировании сверхтяжёлых элементов и в астрофизике при ядерном синтезе кислорода в атмосфере звёзд.

### 7.1. Детектирование сверхтяжёлых элементов

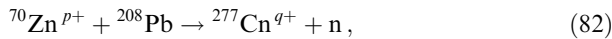
Самый тяжёлый природный элемент, встречающийся на Земле — уран (атомный номер  $Z = 92$ ), а химические элементы тяжелее урана, так называемые *сверхтяжёлые* элементы (СТЭ), получают путём искусственного ядерного синтеза при слиянии ядер двух элементов. СТЭ существуют очень короткое время, а затем распадаются. В

последние годы (2010–2016 гг.) синтезированы сверхтяжёлые элементы с  $Z = 113–118$ . В таблице 3 приведён список некоторых тяжёлых и сверхтяжёлых элементов с указанием атомного номера и других характеристик.

Свойства атомов и ионов тяжёлых и сверхтяжёлых элементов представляют большой интерес в атомной физике (строение электронных оболочек, эффекты квантовой электродинамики), квантовой химии и, естественно, в ядерной физике при изучении структуры ядерных оболочек, стабильности изотопов, поиска "острова стабильности" и т.д. (см. работы [131, 299–305] и ссылки в них). Работы по созданию и детектированию СТЭ интенсивно проводятся в ОИЯИ (Дубна), Японском национальном институте RIKEN (Япония), Национальной лаборатории Беркли (США), Окридской национальной лаборатории (США) и в Институте по исследованию тяжёлых ионов (GSI) в Дармштадте (Германия) (см. [300]).

Сверхтяжёлые элементы получают при столкновении пучков ионов с фольгами тяжёлых атомов при энергиях столкновения порядка нескольких сотен кэВ/нуклон, где скорости реакции синтеза максимальны. Например, для получения ионов изотопа  $^{277}\text{Cn}$  (заряд ядра  $Z_N = 112$ ,

масса  $M = 277$  а.е.) сталкивают пучки ионов цинка ( $Z = 30, M = 70$ ) со свинцовой фольгой ( $Z = 82, M = 208$ ) при энергии  $\sim 350$  кэВ/нуклон:



где  $p$  и  $q$  — зарядовые состояния ионов.

Один из основных методов детектирования сверхтяжёлых элементов основан на свойстве *равновесных* фракций зарядовых состояний (см. раздел 4.2), которые не зависят от заряда налетающих ионов. Это свойство *атомных* взаимодействий ионных пучков с веществом легло в основу метода детектирования тяжёлых и сверхтяжёлых элементов. При детектировании СТЭ используются так называемые *газонаполненные сепараторы* с газом  $\text{H}_2$  или  $\text{He}$  или их смесью при давлении порядка нескольких мбар (см. [130, 131, 300–305]).

Распределение фракций  $F_q$  искомым ионов СТЭ ( $\text{Cn}^{q+}$ ) после ядерной реакции (82) по заряду  $q$  неизвестно, но если направить ионы в газонаполненный сепаратор, т.е. в камеру столкновений с газом, то на определённом расстоянии установится *равновесное* распределение ионных фракций со *средним равновесным* зарядом  $\bar{q}$ , определяемым формулой (28):

$$\bar{q} = \sum_q q F_q(\infty), \quad \sum_q F_q = 1, \quad (83)$$

причём величина  $\bar{q}$  не зависит от начального распределения ионов по зарядовым состояниям  $q$ . После сепаратора распределение по  $q$  сильно сужается, и вклад в сумму (83) даёт небольшое число фракций  $F_q$ . Зная заряд исследуемого СТЭ, по формуле Лоренца можно определить требуемую магнитную жёсткость (*magnetic rigidity*) диполя сепаратора для детектирования элемента с данным средним зарядом:

$$B\rho = \frac{Mv}{\bar{q}}. \quad (84)$$

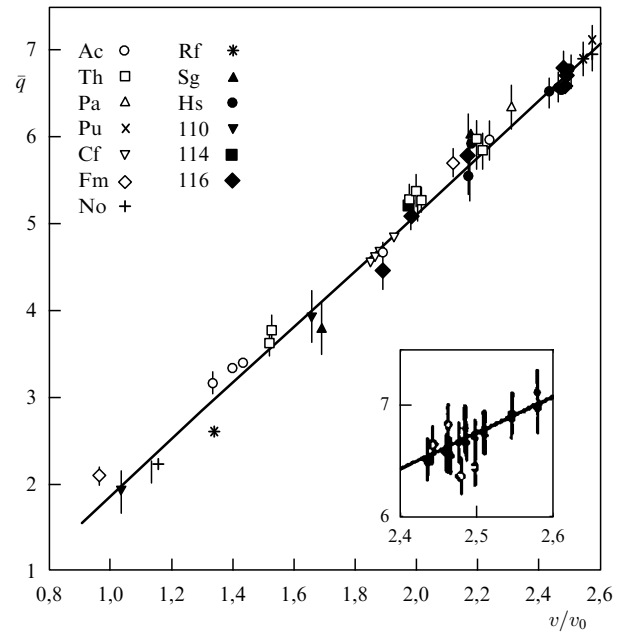
Здесь  $B$ ,  $\rho$ ,  $M$  и  $v$  — величина магнитного поля, радиус кривизны, масса и скорость иона. Таким образом, зная средний заряд пучка ионов на выходе, массу и скорость исследуемого иона, можно определить магнитную жёсткость дипольного магнита, необходимую для его детектирования, т.е. определить величину требуемого магнитного поля.

Определение магнитной жёсткости  $B\rho$  играет важную роль в подобного рода экспериментах, так как число образующихся сверхтяжёлых ионов весьма мало и резко убывает с ростом атомного номера  $Z$ : скорость образования синтезированных ионов может достигать от нескольких тысяч ионов в день для относительно лёгких ионов до одного иона за несколько недель (!) для сверхтяжёлых элементов.

Для грубой оценки среднего заряда СТЭ обычно используется формула Бора (раздел 4.3, формула (34)):

$$\bar{q} = vZ^{1/3}, \quad 1 < v < Z^{2/3}, \quad (85)$$

которая верна для ионов с большими величинами заряда ядра  $Z$  при средних скоростях ионов  $v$ . Формула Бора (34) и другие полуклассические и полуэмпирические формулы для среднего заряда, рассмотренные в разделе 4, обладают рядом серьёзных недостатков. Прежде



**Рис. 23.** Экспериментальная зависимость среднего равновесного заряда  $\bar{q}$  для ионов с атомным номером  $Z = 89-116$  от относительной скорости  $v$  при давлении молекулярного водорода 1 Торр, полученная на сепараторе DGFRS (Dubna Gas-Filled Recoil Separator). На вставке к данным по атомам No добавлены величины  $\bar{q}$ , измеренные при давлениях 0,5 и 1,5 Торр (светлые кружки), которые не описываются линейной зависимостью (86) из-за влияния эффекта плотности (давления газа) водорода в наполнителе. (Из работы [130].)

всего, это отсутствие в них зависимости от атомной структуры сталкивающихся частиц и влияния эффекта плотности, т.е. зависимости от давления газа в сепараторе. Практика показала, что оба эффекта весьма значительны, и требуется введение полуэмпирических поправок при использовании формулы (85) (см., например, [303–305]).

На рисунке 23 приведены экспериментальные [130] значения среднего заряда для тяжёлых и сверхтяжёлых ионов ( $Z = 89-116$ ) как функции относительной скорости  $v = 1-2,6$  а.е. при давлении молекулярного водорода  $P \sim 1$  Торр. Экспериментальные данные в [130] хорошо аппроксимируются линейной зависимостью среднего заряда от скорости по формуле, близкой к формуле Бора (85):

$$\bar{q} \approx 3,26v - 1,39. \quad (86)$$

При давлении газа 0,5 и 1,5 Торр экспериментальные данные отличаются от линейной зависимости, как это показано на вставке рисунка, ввиду влияния эффекта плотности мишени, которое не учитывается в (86).

Аналогичные исследования по измерению среднего заряда тяжёлых и сверхтяжёлых элементов с атомными номерами  $Z = 80-114$  проводились на сепараторе TASCA (TransActinide Separator and Chemistry Apparatus), GSI, Дармштадт, с  $\text{He}$  в качестве наполняющего газа при давлении  $P = 0,2-2,0$  мбар и при энергиях в несколько сотен кэВ/нуклон [132]. В таблице 4 результаты измерений сравниваются с формулой Бора (85),  $\bar{q}_B$ , двумя полуэмпирическими формулами SE1 и SE2, а также с результатами атомных расчётов  $\bar{q}_{th}$ , выполненных в

**Таблица 4.** Экспериментальные и теоретические значения средних зарядов  $\bar{q}$  для ионов тяжёлых и сверхтяжёлых элементов. Приведены также атомный номер элемента, ядерная реакция для его получения, скорость ионов, давление He в сепараторе. ER (evaporation residue) — осадок после выпаривания;  $\bar{q}_B$  — формула Бора (85),  $\bar{q}_{SE2}$  — полуэмпирическая формула [140]. (Из работы [132].)

ER	Z	Реакция	$v$ , а.е.	$P$ , мбар	$\bar{q}_{exp}$	$\bar{q}_B$	$\bar{q}_{SE1}$	$\bar{q}_{SE2}$	$\bar{q}_{th}$
<sup>180</sup> Hg	80	<sup>144</sup> Sm( <sup>40</sup> Ar, 4n)	2,84	0,6	6,97 ± 0,30	12,2	7,40	9,07	6,04
<sup>188</sup> Pb	82	<sup>144</sup> Sm( <sup>48</sup> Ca, 4n)	3,22	0,8	8,45 ± 0,19	14,0	8,60	10,55	7,83
<sup>205,206</sup> Fr	87	<sup>181</sup> Ta( <sup>30</sup> Si, 3–4n)	2,04	0,5	5,67 ± 0,19	9,0	6,06	6,46	5,96
<sup>209–211</sup> Ra	88	<sup>158,160</sup> Gd( <sup>54</sup> Cr, 3–4n)	3,17	0,6	9,37 ± 0,31	14,1	9,22	10,47	8,05
<sup>215</sup> Ac	89	<sup>179</sup> Au( <sup>22</sup> Ne, 4n)	1,39	0,8	4,28 ± 0,42	6,2	4,20	4,22	5,75
<sup>221,222</sup> U	92	<sup>176</sup> Yb( <sup>50</sup> Ti, 4–5n)	2,89	0,8	8,76 ± 0,29	13,0	8,64	9,80	8,27
<sup>252,254</sup> No	102	<sup>206,208</sup> Pb( <sup>48</sup> Ca, 2n)	2,40	0,8	6,68 ± 0,18	11,2	6,57	8,30	7,23
<sup>254–256</sup> Rf	104	<sup>206,208</sup> Pb( <sup>50</sup> Ti, 1–2n)	2,65	0,8	7,32 ± 0,25	12,5	7,30	9,37	7,02
<sup>288</sup> F1	114	<sup>244</sup> Pu( <sup>48</sup> Ca, 4n)	2,30	0,8	6,70 ± 0,37	11,1	6,97	8,28	8,02
<sup>287,288</sup> Uup	115	<sup>243</sup> Am( <sup>48</sup> Ca, 3–4n)	2,28	0,8		11,1	7,03	8,23	7,70
<sup>293,294</sup> Uus	117	<sup>249</sup> Bk( <sup>48</sup> Ca, 3–4n)	2,25	0,8		11,0	7,16	8,19	8,58
<sup>295,296</sup> Uue	119	<sup>249</sup> Bk( <sup>50</sup> Ti, 3–4n)	2,42	0,8		11,9	7,83	8,92	8,73
<sup>295,296</sup> Ubn	120	<sup>249</sup> Cf( <sup>50</sup> Ti, 3–4n)	2,43	0,8		12,0	7,93	9,02	9,03

работе [132]. Формула SE1 для  $\bar{q}$  основана на полуэмпирической зависимости, полученной в [140] для СТЭ вплоть до Rg ( $Z = 111$ ) при давлении газа H<sub>2</sub> 0,66 мбар. В работе [132] по модифицированной формуле SE1 для  $\bar{q}$  ионов с  $Z = 117$  был предсказан средний заряд  $\bar{q} \approx 6,8$  при давлении He 0,8 мбар. Это значение было позднее использовано в работе [305] для детектирования 117-го элемента на сепараторе TASCA с магнитной жёсткостью  $B\rho = 2,20$  Тл м.

Величины  $\bar{q}_{SE2}$  в табл. 4 были оценены по полуэмпирической формуле из работы [140], полученной на основе анализа экспериментальных данных для налетающих ионов с атомными номерами  $Z = 1–92$  и газовых мишеней с  $Z = 1–54$ . Из таблицы 4 видно, что формула Бора завышает экспериментальные данные примерно в два раза; несколько лучший результат даёт формула  $\bar{q}_{SE2}$ , а наилучшее согласие получено с помощью формулы  $\bar{q}_{SE1}$ .

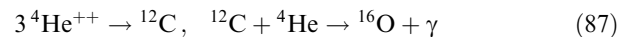
Следует отметить, что определение магнитной жёсткости по среднему заряду ионов является весьма трудоёмкой экспериментальной задачей, которая, как правило, решается полуэмпирически, путём градуировки газонаполненного сепаратора по среднему заряду изотопов *устойчивых* элементов с учётом свойств конкретной экспериментальной установки.

В работе [132] впервые средний заряд для элементов с  $Z = 80–120$  был вычислен на основе *атомных расчётов* сечений обдирки и перезарядки с учётом эффекта плотности и с помощью решения уравнений баланса (24), (25) для равновесных зарядов определены средние заряды для тяжёлых и сверхтяжёлых элементов. В таблице 4 вычисленные таким образом данные обозначены  $\bar{q}_{th}$ ; они согласуются с экспериментальными данными в пределах 20%. Однако для прецизионных измерений СТЭ необходима точность определения среднего заряда порядка нескольких процентов.

## 7.2. Роль атомных процессов в астрофизике звёзд

Атомные процессы и связанные с ними фракции ионных пучков играют большую роль и в ядерных реакциях

астрофизических объектов. Например, ядерные реакции



при энергиях  $E_{cm} \leq 0,7$  МэВ в системе центра масс играют ключевую роль при "сжигании" гелия в звёздах и определяют относительное содержание углерода к кислороду <sup>12</sup>C/<sup>16</sup>O [306], которое, в свою очередь, влияет на поздние стадии эволюции звёзд и ядерного синтеза в них; здесь  $\gamma$  означает гамма-кванты. Скорость ядерной реакции <sup>4</sup>He(<sup>12</sup>C, <sup>16</sup>O) $\gamma$  экспериментально до сих пор не определена (хотя усилия предпринимаются уже около 50 лет) из-за малого значения сечения и диапазона энергии, который пока недостижим в лабораторных условиях.

Исследования по измерению сечений реакции <sup>4</sup>He(<sup>12</sup>C, <sup>16</sup>O) $\gamma$  при энергиях, близких к астрофизическим условиям, интенсивно проводятся на ускорителе Университета г. Кьюсю [307], где пучок <sup>12</sup>C инжектируется в газовую мишень He, а результирующие ионы кислорода <sup>16</sup>O в одном зарядовом состоянии отделяются от углеродного пучка и других частиц с помощью газонаполненного (гелием) сепаратора и регистрируются Si-детектором. Для получения полного сечения реакции <sup>4</sup>He(<sup>12</sup>C, <sup>16</sup>O) $\gamma$  необходимо знание всех фракций  $F_q$  зарядовых состояний результирующих ионов <sup>16</sup>O, которые зависят от энергии ионов и плотности He-мишени (эффект плотности, раздел 5.4). Таким образом, фактически используется тот же экспериментальный метод измерения фракций и среднего заряда, что и рассмотренный в разделе 7.1 для детектирования сверхтяжёлых элементов.

Недавно [308] были измерены равновесные и неравновесные фракции ионов кислорода при энергиях 7,2, 4,5 и 3,45 МэВ и давлении He газа 6 Торр ( $2,0 \times 10^{17}$  см<sup>-3</sup>). Экспериментальные результаты равновесного распределения фракций и средние заряды приведены в табл. 5. С ростом энергии иона величина  $\bar{q}$  увеличивается, а при минимальной экспериментальной энергии 3,45 МэВ фракции  $F_2$ ,  $F_3$  и  $F_4$  являются основными фракциями, дающими максимальный вклад в средний заряд.

**Таблица 5.** Экспериментальные равновесные фракции  $F_q$  (%) ионов кислорода после прохождения через газообразный гелий при давлении 6 Торр и энергии ионов 3,45, 4,5 и 7,2 МэВ [308]. Приведены также средние заряды  $\bar{q} = \sum qF_q$

Энергия, МэВ	$q = 1+$	2+	3+	4+	5+	6+	$\bar{q}$
3,45	$5,8 \pm 0,2$	$23,2 \pm 0,7$	$43,9 \pm 1,3$	$24,0 \pm 0,7$	$3,1 \pm 0,1$	—	2,95
4,5	—	$11,8 \pm 0,3$	$38,4 \pm 1,1$	$38,7 \pm 1,1$	$10,3 \pm 0,3$	$0,8 \pm 0,02$	3,50
7,2	—	$0,7 \pm 0,02$	$10,2 \pm 0,3$	$39,2 \pm 1,1$	$39,8 \pm 1,2$	$10,1 \pm 0,3$	4,48

Экспериментальные равновесные фракции описываются гауссовым распределением, как видно из рис. 24а. На рисунке 24б представлено распределение равновесного заряда ионов кислорода при энергии 7,2 МэВ в сравнении с теоретическими расчётами, выполненными с учётом эффекта плотности (DE) и без него. Видно, что учёт эффекта существенно улучшает согласие теории с экспериментом (подробнее см. [308]). В будущем на ускорителе Университета г. Кьюто планируется проведение подобных экспериментов при более низких энергиях ионов для определения сечений ядерного синтеза с образованием ионов кислорода.

## 8. Заключение

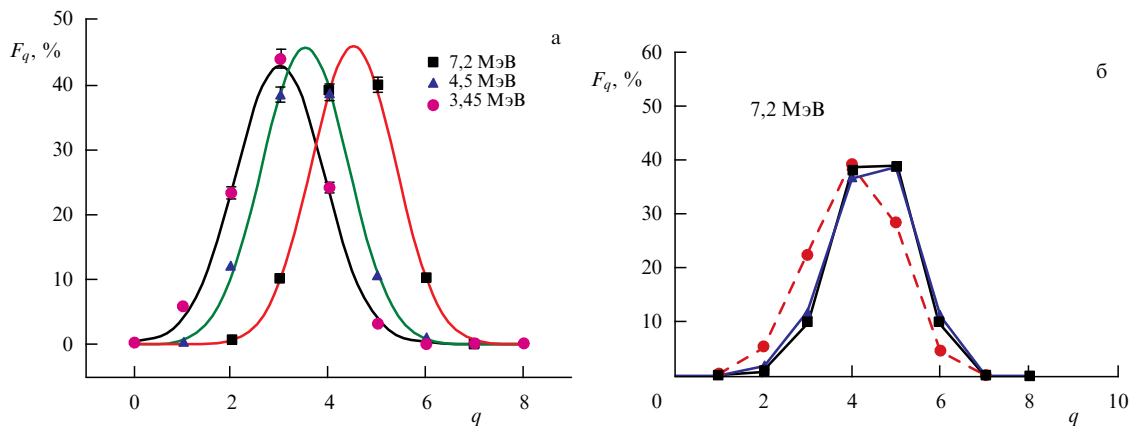
Рассмотрены вопросы физики взаимодействия тяжёлых ионов с газообразными, твердотельными и плазменными средами: торможение ионов, динамика зарядовых фракций, сечения взаимодействия ионов с частицами среды, детектирование сверхтяжёлых элементов и др. В основе этих процессов лежат атомные взаимодействия сталкивающихся частиц и их атомная структура: строение электронных оболочек, сечения процессов ионизации, рекомбинации, возбуждения, вероятности радиационных переходов и другие характеристики.

Основное внимание уделено рассмотрению процессов с участием тяжёлых многоэлектронных систем, которые сложнее, но интереснее процессов с ионами, содержащими несколько электронов. В процессах с участием многоэлектронных атомов и ионов электроны внутренних оболочек играют большую, а часто и главную роль. Возрастает роль многоэлектронных переходов в полную вероятность процессов, например, вклад в многоэлектронную перезарядку и ионизацию тяжёлых ионов при столкновении с нейтральными атомами мишени достигает порядка 50 %, что приводит к изменению среднего равновесного заряда ионов на выходе из мишени на 20–30 % и к асимметрии его гауссова распределения по

заряду. Вклад многоэлектронных процессов зависит от кинетической энергии ионов: он велик при низких и средних энергиях и становится малым при высоких и релятивистских энергиях.

При взаимодействии ионов с веществом велика также роль эффекта плотности мишени, который существенно влияет на сечения обдирки и перезарядки, тормозную способность ионов, средний равновесный заряд пучка и т.д. Поэтому при создании новых компьютерных программ по расчёту эволюций зарядовых фракций, основанных на решении уравнений баланса с эффективными сечениями в качестве коэффициентов, необходимо учитывать два важных фактора: вклад многоэлектронных процессов и эффект плотности мишени. В вопросе роли эффекта плотности есть ещё нерешённые проблемы, например зависимость многоэлектронных сечений обдирки и перезарядки от плотности мишени. Экспериментальные данные по этой проблеме отсутствуют. Теоретически можно достаточно точно оценить влияние эффекта на *одноэлектронные* сечения, что является довольно трудоёмкой задачей, но пока неясно влияние эффекта на *многоэлектронные* сечения, роль которых велика и которые существенно влияют на многие характеристики взаимодействия ионов со средами.

Другой интересной областью для будущих исследований является взаимодействие ионов с плазмой, которое изучено менее глубоко и детально по сравнению с газовыми и твердотельными мишенями (фольгами) как экспериментально, так и теоретически. Прежде всего это связано с наличием большего числа процессов взаимодействия ионного пучка с плазмой (радиационная и диэлектронная рекомбинации, тройная рекомбинация и др.). При этом велико влияние процессов диэлектронной рекомбинации на тормозную способность и эффективный заряд ионов в плазме, что связано прежде всего со сложной атомной структурой тяжёлых ионов (плотностью состояний). Эта задача решается в настоящее время на основе метода квантового хаоса, однако на



**Рис. 24.** (В цвете онлайн.) (а) Фракции зарядового состояния (%) кислорода при энергиях 7,2, 4,5, 3,45 МэВ; символы — экспериментальные данные, кривые — распределения Гаусса. (б) Фракции зарядового состояния  $F_q$  (%) ионов кислорода при энергии 7,2 МэВ: эксперимент (чёрная кривая) и теоретический расчёт равновесного распределения ионов  $^{16}\text{O}$ , прошедших через газообразный гелий: красная кривая — без учёта эффекта плотности DE, синяя кривая — с учётом DE. (Из работы [308].)

практике пока используется довольно редко. Процессы диэлектронной рекомбинации особенно важны для исследования энергетических "окон" налетающих ионов в горячей плазме, где эффективный заряд пучка ионов намного больше, чем в холодном газе, в том числе из-за влияния процессов диэлектронной рекомбинации.

Авторы признательны Х. Вайку, К. Шайденбергеру, Я. Куябаатар, А. Якушеву, О. Розмей, М. Имай, Т. Штолькеру и И.И. Тупицыну за обсуждение рукописи и полезные замечания.

## Список литературы

- Betz H-D *Rev. Mod. Phys.* **44** 465 (1972)
- Sellin I A (Ed.) *Structure and Collisions of Ions and Atoms* (Berlin: Springer-Verlag, 1978)
- Ahlen S P *Rev. Mod. Phys.* **52** 121 (1980)
- Betz H D, in *Applied Atomic Collisions Physics Vol. 4 Condensed Matter* (Ed. S Datz) (New York: Academic Press, 1983) p. 2
- Ziegler J F, Biersack J P, Littmark U *The Stopping and Range of Ions in Solids* (The Stopping and Ranges of Ions of Matter, Vol. 1) (New York: Pergamon, 1985)
- Amaldi U, Kraft G *Europhys. News* **36** 114 (2005)
- Schardt D, Elsässer Th, Schulz-Ertner D *Rev. Mod. Phys.* **82** 383 (2010)
- Nikoghosyan A et al. *Int. J. Radiat. Oncology Biol. Phys.* **58** 89 (2004)
- Schmidt B, Wetzig K *Ion Beams in Materials Processing and Analysis* (Wien: Springer, 2013)
- Sigmund P *Particle Penetration and Radiation Effects Vol. 2* (Springer Series in Solid-State Sciences, Vol. 179) (Berlin: Springer, 2014)
- Пресняков Л П *УФН* **119** 49 (1976); Presnyakov L P *Sov. Phys. Usp.* **19** 387 (1976)
- Вайнштейн Л А, Собельман И И, Юков Е А *Возбуждение атомов и уширение спектральных линий* (М.: Наука, 1979); Пер. на англ. яз.: Sobelman I I, Vainshtein L A, Yukov E A *Excitation of Atoms and Broadening of Spectral Lines* (Berlin: Springer-Verlag, 1981)
- Пресняков Л П, Шевелько В П, Янев Р К *Элементарные процессы с участием многозарядных ионов* (М.: Энергоатомиздат, 1986)
- Вайнштейн Л А, Шевелько В П *Структура и характеристики ионов в горячей плазме* (М.: Наука, 1986)
- Janev R K et al. *Elementary Processes in Hydrogen-Helium Plasmas: Cross Sections and Reaction Rate Coefficients* (Berlin: Springer-Verlag, 1987)
- Никитин Е Е, Смирнов Б М *Атомно-молекулярные процессы: в задачах с решениями* (М.: Наука, 1988)
- Парилис Э С и др. *Олсе-процессы при атомных столкновениях* (Отв. ред. О Б Фирсов) (Ташкент: ФАН, 1989)
- Fritsch W, Lin C D *Phys. Rep.* **202** 1 (1991)
- Bransden B H, McDowell M R C *Charge Exchange and the Theory of Ion-Atom Collisions* (Oxford: Clarendon Press, 1992)
- Janev R K (Ed.) *Atomic and Molecular Processes in Fusion Edge Plasmas* (New York: Plenum Press, 1995)
- Lebedev V S, Beigman I L *Physics of Highly Excited Atoms and Ions* (Berlin: Springer-Verlag, 1998)
- Смирнов Б М *УФН* **171** 233 (2001); Smirnov B M *Phys. Usp.* **44** 221 (2001)
- Stolterfoht N, DuBois R D, Rivarola R D *Electron Emission in Heavy Ion-Atom Collisions* (Berlin: Springer, 1997)
- Beyer H, Shevelko V P *Introduction to the Physics of Highly Charged Ions* (Bristol: IOP Publ., 2003)
- Shevelko V P, Tawara H (Eds) *Atomic Processes in Basic and Applied Physics* (Berlin: Springer, 2012)
- Толстихина И Ю, Шевелько В П *УФН* **183** 225 (2013); Tolstikhina I Yu, Shevelko V P *Phys. Usp.* **56** 213 (2013)
- Sharkov B Yu *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **577** 14 (2007)
- Logan B G, Perkins L J, Barnard J J *Phys. Plasmas* **15** 072701 (2008)
- Geissel H et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **195** 3 (2002)
- Geissel H, Münzenberg G, Riisager K *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **45** 163 (1995)
- Фортов В Е, Хоффманн Д, Шарков Б Ю *УФН* **178** 113 (2008); Fortov V E, Hoffmann D H, Sharkov B Yu *Phys. Usp.* **51** 109 (2008)
- Dennerl K *Space Sci. Rev.* **157** 57 (2010)
- Trautmann C, in *Ion Beams in Nanoscience and Technology* (Eds R Hellborg, H J Whitlow, Y Zhang) (Berlin: Springer, 2009) p. 369
- International Atomic Energy Agency. Atomic Molecular Data Services, <https://www-amdis.iaea.org/>
- FAIR Baseline Technical Report (2006), [http://www.fair-center.eu/fileadmin/fair/publications\\_FAIR/FAIR\\_BTR\\_1.pdf](http://www.fair-center.eu/fileadmin/fair/publications_FAIR/FAIR_BTR_1.pdf); GSI. FAIR, <https://www.gsi.de/forschungbeschleuniger/fair.htm>
- Wien W, Sitzungsber K *Sitzungsber. K. Preuß. Akad. Wiss.* 773 (1911)
- Folger H (Ed.) "Heavy ion targets and related phenomena" *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **282** (1989) Special issue
- Adams D P et al., Report SAND2015-8325 (Albuquerque, NM: Sandia National Laboratories, 2015)
- Lebedev S G, Lebedev A S *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **11** 020401 (2008)
- Tahir N A et al. *Phys. Rev. E* **90** 063112 (2014)
- Tahir N A et al. *J. Phys. A* **39** 4755 (2006)
- Hoffmann D H H et al. *Phys. Rev. A* **42** 2313 (1990)
- Gardès D et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **415** 698 (1998)
- Mintsev V et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **415** 715 (1998)
- Ogawa M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **464** 72 (2001)
- Chabot M et al. *Phys. Rev. E* **51** 3504 (1995)
- Rouille G et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **464** 428 (2001)
- Fleurier C et al. *J. Phys. Colloques* **49** C7-141 (1988)
- Hoffmann D H H et al. *Phys. Scripta* **2006** 1 (2006)
- Peter Th, Meyer-ter-Vehn J *Phys. Rev. A* **43** 1998 (1991); *Phys. Rev. A* **43** 2015 (1991)
- Jacobi J et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 1550 (1995)
- Alton G D, Sparrow R A, Olson R E *Phys. Rev. A* **45** 5957 (1992)
- Obolensky O I et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **266** 1623 (2008)
- Scheidenberger Ch "Untersuchung der Abbremsung relativistischer Schwerionen in Materie im Energiebereich 100–1000 MeV/u", PhD Thesis (Giessen: Giessen Physikalische Institut, 1994)
- Northcliffe L C, Schilling R F *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* **7** 233 (1970)
- Ziegler J F, Biersack J B "Computer programme SRIM-2000/01", <http://www.srim.org>
- Vollmer O *Nucl. Instrum. Meth.* **121** 373 (1974)
- Närman A, Sigmund P *Phys. Rev. A* **49** 4709 (1994)
- Landau L J. *Phys. USSR* **8** 201 (1944)
- Вавилов П В *ЖЭТФ* **32** 920 (1957); Vavilov P V *Sov. Phys. JETP* **5** 749 (1957)
- Scheidenberger C, Geissel H *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **135** 25 (1998)
- Andersen H H, Sigmund P (Eds) *Proc. of the Intern. Workshop on the Slowing Down of Ions STOPOI* (Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B, Vol. 69, Iss. 1) (Amsterdam: North-Holland, 1992)
- Bethe H A *Phys. Rev.* **89** 1256 (1953)
- Highland V L *Nucl. Instrum. Meth.* **129** 497 (1975)
- Lynch G R, Dahl O I *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **58** 6 (1991)
- Eidelman S et al. (Particle Data Group) *Phys. Lett. B* **592** 1 (2004)
- Lindhard J, Sørensen A H *Phys. Rev. A* **53** 2443 (1996)
- Geissel H, Scheidenberger C *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **136–138** 114 (1998)
- Geissel H, Report GSI-82-12-A (Darmstadt: GSI, 1982); <https://cds.cern.ch/record/140718>
- Datz S *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **164–165** 1 (2000)
- Stopping Power of Matter for Ions. Heavier Ions, [https://www-nds.iaea.org/stopping/stopping\\_heav.html](https://www-nds.iaea.org/stopping/stopping_heav.html)
- Scheidenberger C et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **142** 441 (1998)
- Bethe H A, Salpeter E E *Quantum Mechanics of One- and Two-Electron Atoms* (Berlin: Springer, 1957)
- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Квантовая механика. Нерелятивистская теория* (М.: Физматгиз, 1963); Пер. на англ. яз.: Landau L D, Lifshitz E M *Quantum Mechanics. Non-Relativistic Theory* (Oxford: Pergamon Press, 1965)
- "Stopping powers and ranges for protons and alpha particles", ICRU Report No. 49 (Bethesda, MD: International Commission on Radiation Units and Measurements, 1993)
- Bloch F *Ann. Physik* **5** 285 (1933)
- Barkas W H, Dyer N J, Heckman H H *Phys. Rev. Lett.* **11** 26 (1963)
- Fermi E *Phys. Rev.* **57** 485 (1940)
- Scheidenberger C et al. *Phys. Rev. Lett.* **73** 50 (1994)
- Weick H et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **164–165** 168 (2000)
- Bimbot R et al. *Nucl. Instrum. Meth.* **174** 231 (1980)
- Hibbert F, Bimbot R, Gauvin H *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **36** 357 (1989)
- Anthony J M, Lanford W A *Phys. Rev. A* **25** 1868 (1982)
- Pierce T E, Blann M *Phys. Rev.* **173** 390 (1968)
- Hubert F, Bimbot R, Gauvin H *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* **46** 1 (1990)
- Brandt W, Kitagawa M *Phys. Rev. B* **25** 5631 (1982)
- Rachno I L, Mokhov N V, Striganov S I, Fermilab-Conf-05-019-AD (Batavia, IL: Fermilab, 2005)
- Hoffmann D H H et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **90** 1 (1994)



89. Barriga-Carrasco M D *Phys. Rev. E* **88** 043107 (2013)
90. Janni J F *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* **27** 147 (1982)
91. Ziegler J F *Handbook of Stopping Cross-sections for Energetic Ions in All Elements* (The Stopping and Ranges of Ions in Matter, Vol. 5) (New York: Pergamon Press, 1980); Littmark U, Ziegler J F *Handbook of Range, Distributions for Energetic Ions in All Elements* (The Stopping and Ranges of Ions in Matter, Vol. 6) (New York: Pergamon Press, 1980)
92. Bimbot R *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **69** 1 (1992)
93. Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions, <https://www.nist.gov/pml/data/star/index.cfm/>
94. International Commission on Radiation Units and Measurements, Inc. (ICRU), <https://www.icru.org/>
95. Paul H, Schinner A *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **209** 252 (2003)
96. Paul H "Stopping power of matter for ions graphs. Data, comments and programs", <https://www.nds.iaea.org/stopping/>
97. Paul H, Schinner A *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **195** 166 (2002)
98. Bragg W H, Kleeman R *Philos. Mag. A* **8** 726 (1904)
99. Tsujii H et al. (Eds) *Carbon-Ion Radiotherapy* (Tokyo: Springer, 2014)
100. Bohr N *Philos. Mag.* **30** 581 (1915)
101. Nardi E, Zinamon Z *Phys. Rev. Lett.* **49** 1251 (1982)
102. Cowern N E B *J. Phys. Colloques* **44** C8-107 (1983)
103. Баско М М *Физика плазмы* **10** 1195 (1984); Баско М М *Sov. J. Plasma Phys.* **10** 689 (1984)
104. Meyer-ter-Vehn J et al. *Phys. Plasmas* **2** 1313 (1990)
105. Zwicknagel G, Toepffer C, Reinhard P-G *Phys. Rep.* **309** 117 (1999); *Phys. Rep.* **314** 671 (1999)
106. Shibata K et al. *J. Appl. Phys.* **91** 4833 (2002)
107. Hasegawa J et al. *Laser Part. Beams* **21** 7 (2003)
108. Hoffmann D H H et al. *Z. Phys. A* **30** 339 (1988)
109. Hoffmann D H H et al. *Phys. Rev. A* **42** 2313 (1990)
110. Jacoby J et al. *Phys. Rev. Lett.* **74** 1550 (1995)
111. Engelbrecht M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **415** 621 (1998)
112. Gardes D et al. *Phys. Rev. A* **46** 5101 (1992)
113. Rosmej F B et al. *Phys. Rev. E* **66** 056402 (2002)
114. Frank A et al. *Phys. Rev. E* **81** 026401 (2010)
115. Frank A et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 115001 (2013)
116. Ortner A et al. *Phys. Rev. E* **91** 023104 (2015)
117. Lassen N O *Kgl. Danske Vidensk. Selskab. Math.-Fys. Medd.* **26** (5) (1951)
118. Lassen N O *Kgl. Danske Vidensk. Selskab. Math.-Fys. Medd.* **26** (12) (1951)
119. Geissel H et al. *Phys. Lett. A* **99** 77 (1983)
120. Bohr N, Lindhard J *Kgl. Danske Vidensk. Selskab. Math.-Fys. Medd.* **28** (7) (1954)
121. Betz H D, Grodzins L *Phys. Rev. Lett.* **25** 211 (1970)
122. Miyoshi T et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **258** 329 (2007)
123. Fettouhi A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **245** 32 (2006)
124. Ogawa H et al. *Phys. Rev. A* **75** 020703(R) (2007)
125. Geissel H et al. *Nucl. Instrum. Meth. B* **194** 21 (1982)
126. Shevelko V P et al. *J. Phys. B* **38** 2675 (2005)
127. Allison S K *Rev. Mod. Phys.* **30** 1137 (1958)
128. Datz S et al. *Phys. Rev. A* **2** 430 (1970)
129. Imai M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **267** 2675 (2009)
130. Oganessian Yu Ts et al. *Phys. Rev. C* **64** 064309 (2001)
131. Oganessian Yu Ts, Utyonkov V K *Rep. Prog. Phys.* **78** 036301 (2015)
132. Khuyagbaatar J et al. *Phys. Rev. A* **88** 042703 (2013)
133. Shevelko V P, Winckler N, Litsarev M S *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **330** 82 (2014)
134. Bohr N *Phys. Rev.* **58** 654 (1940)
135. Bohr N *Phys. Rev.* **59** 270 (1941)
136. Lamb W E (Jr.) *Phys. Rev.* **58** 696 (1940)
137. Betz H-D et al. *Phys. Lett.* **22** 643 (1966)
138. Nikolaev V S, Dmitriev I S *Phys. Lett. A* **28** 277 (1968)
139. Shima K, Kuno N, Yamanouchi M *Phys. Rev. A* **40** 3557 (1989)
140. Schiwietz G, Grande P L *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **175**–**177** 125 (2001)
141. To K X, Drouin R *Nucl. Instrum. Meth.* **160** 461 (1979)
142. Miyoshi T "Penetration of fast positive ions through carbon foils: analysis of density effects", PhD (Chiba, Japan: NIRS, 2009)
143. Eichler J, Stöhlker Th *Phys. Rep.* **439** 1 (2007)
144. Loand H H, Tite W L *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* **1** 305 (1969)
145. Dehmel R C, Chan H K, Fleischmann H H *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* **5** 231 (1973)
146. Erb W, Report GSI-P-78 (Darmstadt: GSI, 1978)
147. Franzke B *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **28** 2116 (1981)
148. Stöhlker T et al. *J. Phys. B* **25** 4527 (1992)
149. Ma X et al. *Phys. Rev. A* **64** 012704 (2001)
150. Weber G et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **12** 084201 (2009)
151. Weber G et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **18** 034403 (2015)
152. Olson R E et al. *J. Phys. B* **35** 1893 (2002)
153. Olson R E et al. *J. Phys. B* **37** 4539 (2004)
154. Perumal A N et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **227** 251 (2005)
155. Mueller D et al. *Phys. Plasmas* **8** 1753 (2001)
156. Alonso J, Gould H *Phys. Rev. A* **26** 1134(R) (1982)
157. Kuboki H et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **13** 093501 (2010)
158. Okuno H et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **14** 033503 (2011)
159. Imao H et al. *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **15** 123501 (2012)
160. DuBois R D et al. *Phys. Rev. A* **68** 042701 (2003)
161. Santos A C F, DuBois R D *Phys. Rev. A* **69** 042709 (2004)
162. Voitkiv A, Ullrich J *Relativistic Collisions of Structured Atomic Particles* (Berlin: Springer, 2008)
163. Tolstikhina I Yu, Shevelko V P *Письма в ЖЭТФ* **94** 157 (2011); *JETP Lett.* **94** 152 (2011)
164. Shevelko V P et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **278** 63 (2012)
165. Пресняков Л П, Уланцев А Д *Квантовая электроника* **1** 3277 (1974); Presnyakov L P, Ulansev A D *Sov. J. Quantum Electron.* **4** 1320 (1975)
166. Чибисов М И *Письма в ЖЭТФ* **24** 56 (1976); Chibisov M I *JETP Lett.* **24** 46 (1976)
167. Thwaites D I *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **12** 84 (1985)
168. Olson R E, Ullrich J, Schmidt-Böcking H *Phys. Rev. A* **39** 5572 (1989)
169. Belkić D, Mančev I, Hanssen J *Rev. Mod. Phys.* **80** 249 (2008)
170. Perez J A, Olson R E, Beiersdorfer P *J. Phys. B* **34** 3063 (2001)
171. Blank I et al. *Phys. Rev. A* **85** 022712 (2012)
172. Shevelko V P et al. *J. Phys. B* **37** 201 (2004)
173. Schlachter A S et al. *Phys. Rev. A* **27** 3372(R) (1983)
174. Olson R E et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **544** 333 (2005)
175. Crandall D H et al. *Phys. Rev. Lett.* **36** 858 (1976)
176. Klinger H, Muller A, Salzborn E *J. Phys. B* **8** 230 (1975)
177. Müller A, Salzborn E *Phys. Lett. A* **62** 391 (1977)
178. Crandall D H, Phaneuf R A, Meyer F W *Phys. Rev. A* **22** 379 (1980)
179. Tawara H et al. *J. Phys. B* **18** 337 (1985)
180. Müller A et al. *Phys. Rev. A* **33** 3010 (1986)
181. Selberg N, Biedermann C, Cederquist H *Phys. Rev. A* **54** 4127 (1996)
182. Selberg N, Biedermann C, Cederquist H *Phys. Rev. A* **56** 4623 (1997)
183. Kimura M et al. *J. Phys. B* **28** L643 (1995)
184. Nakamura N et al. *J. Phys. B* **28** 2959 (1995)
185. Cocke C L, Olson R E *Phys. Rep.* **205** 153 (1991)
186. Knudsen K, Haugen H K, Hvelplund P *Phys. Rev. A* **24** 2287(R) (1981)
187. Nakai Y et al. *Phys. Scripta* **1989** 77 (1989)
188. Stolterfoht N et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 103201 (2007)
189. Deumens E et al. *Rev. Mod. Phys.* **66** 917 (1994)
190. Stolterfoht N et al. *Phys. Rev. A* **81** 052704 (2010)
191. Cabrera-Trujillo R et al. *Phys. Rev. A* **83** 012715 (2011)
192. Barragán P et al. *Phys. Rev. A* **82** 030701(R) (2010)
193. Tolstikhina I Yu, Kato D, Shevelko V P *Phys. Rev. A* **84** 012706 (2011)
194. Loreau J et al. *Phys. Rev. A* **84** 052720 (2011)
195. Tolstikhina I Yu et al. *J. Phys. B* **45** 145201 (2012)
196. Tolstikhina I Yu et al. *J. Phys. B* **47** 035206 (2014)
197. Zhao S et al. *Phys. Lett. A* **379** 319 (2015)
198. Соловьев Е А *УФН* **157** 437 (1989); Solov'ev E A *Sov. Phys. Usp.* **32** 228 (1989)
199. Solov'ev E A *J. Phys. B* **38** R153 (2005)
200. Tolstikhina I Yu, Tolstikhin O I *Phys. Rev. A* **92** 042707 (2015)
201. Комаров И В, Пономарев Л И, Славянов С Ю *Сферические и кулоновские сферические функции* (М.: Наука, 1976)
202. Solov'ev E A, in *ITAMP Workshop on Hidden Crossings in Ion-Atom Collisions and in Other Nonadiabatic Transitions* (Cambridge: Harvard Smithsonian Center for Astrophysics, 1991)
203. Liu C-N et al. *Phys. Rev. A* **67** 052705 (2003)
204. Andreić Ž, Kunze H-J, Tolstikhina I *Opt. Lett.* **40** 2600 (2015)
205. Kunze H J, Ellwi S S, Andreić Ž *Czech. J. Phys.* **56** B280 (2006)
206. Kunze H-J, Ellwi S S, Andreić Ž *Phys. Lett. A* **334** 37 (2005)
207. Matthews D L et al. *Phys. Rev. Lett.* **54** 110 (1985)
208. Suckewer S et al. *Phys. Rev. Lett.* **55** 1753 (1985)
209. Zhang J (Ed.) *X-Ray Lasers 2004, Proc. of the 9th Intern. Conf. on X-Ray Lasers, Beijing, China, 24–28 May 2004* (Institute of Physics Conf. Ser., No. 186) (Bristol: CRC Press, 2005)
210. Daido H *Rep. Prog. Phys.* **65** 1513 (2002)
211. Elton R C *X-Ray Lasers* (Boston: Academic Press, 1990)
212. Shin H-J, Kim D-E, Lee T-N *Phys. Rev. E* **50** 1376 (1994)
213. Aschke L et al. *J. Phys. IV* **11** Pr2-547 (2001)
214. Watson R L et al. *Phys. Rev. A* **67** 022706 (2003)
215. Meyerhof W E et al. *Phys. Rev. A* **32** 3291 (1985)
216. Anholt R et al. *Phys. Rev. A* **32** 3302 (1985)
217. Anholt R, Meyerhof W E *Phys. Rev. A* **33** 1556 (1986)
218. Anholt R et al. *Phys. Rev. A* **33** 2270 (1986)
219. Anholt R, Becker U *Phys. Rev. A* **36** 4628 (1987)
220. Stöhlker Th et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **61** 408 (1991)
221. Scheidenberger C et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **90** 36 (1994)

222. Stöhlker Th et al. *Phys. Rev. A* **51** 2098 (1995)  
 223. Stöhlker Th et al. *Phys. Rev. A* **57** 845 (1998)  
 224. Матвеев В И, Сидоров Д Б *ЖТФ* **77** (7) 18 (2007); Matveev V I, Sidorov D B *Tech. Phys.* **52** 839 (2007)  
 225. Tolstikhina I Yu et al. *ЖЭТФ* **146** 5 (2014); *JETP* **119** 1 (2014)  
 226. Song M-Y et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **267** 2369 (2009)  
 227. Shevelko V P et al. *J. Phys. B* **43** 215202 (2010)  
 228. Shevelko V P et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **269** 1455 (2011)  
 229. Omet C et al. *New J. Phys.* **8** 284 (2006)  
 230. Tolstikhina I Yu, Shevelko V P *Phys. Scripta* **90** 074033 (2015)  
 231. McGuire J H, Weaver L *Phys. Rev. A* **16** 41 (1977)  
 232. Cocke C L *Phys. Rev. A* **20** 749 (1979)  
 233. Horbatsch M Z. *Phys. D* **21** S63 (1991)  
 234. Horbatsch M J. *Phys. B* **25** 3797 (1992)  
 235. Berg H et al. *J. Phys. B* **21** 3929 (1988)  
 236. Berg H, PhD Thesis (Darmstadt: GSI, 1993); Report GSI-93-12 (Darmstadt: GSI, 1993)  
 237. Vane C R et al. *Phys. Scripta* **1997** 167 (1997)  
 238. Fritzsche S, Surzhykov A, Stöhlker Th *Phys. Rev. A* **72** 012704 (2005)  
 239. Raisbeck G, Yiou F *Phys. Rev. A* **4** 1858 (1971)  
 240. Schnopper H W et al. *Phys. Rev. Lett.* **29** 898 (1972)  
 241. Kienle P et al. *Phys. Rev. Lett.* **31** 1099 (1973)  
 242. Eichler J, Chan F T *Phys. Rev. A* **20** 104 (1979)  
 243. Eichler J K M *Phys. Rev. A* **23** 498 (1981)  
 244. Eichler J *Phys. Rev. A* **32** 112 (1985)  
 245. Ichihara A, Shirai T, Eichler J *Phys. Rev. A* **49** 1875 (1994)  
 246. Eichler J, Meyerhof W E *Relativistic Atomic Collisions* (San Diego: Academic Press, 1995)  
 247. Stobbe M *Ann. Physik* **7** 661 (1930)  
 248. Kim Y S, Pratt R H *Phys. Rev. A* **27** 2913 (1983)  
 249. Ichihara A, Shirai T, Eichler J *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* **55** 63 (1993)  
 250. Ichihara A, Eichler J *Atom. Data Nucl. Data Tabl.* **74** 1 (2000)  
 251. Stöhlker Th et al. *Phys. Rev. A* **58** 2043 (1998)  
 252. Ogawa H et al. *Phys. Rev. A* **75** 020703(R) (2007)  
 253. Ryding G, Betz H D, Wittkower A B *Phys. Rev. Lett.* **24** 123 (1970)  
 254. Miyoshi T et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **251** 79 (2006)  
 255. Hickok R L *Rev. Sci. Instrum.* **38** 142 (1967)  
 256. Kramers H A *Philos. Mag.* **46** 836 (1923)  
 257. Pajek M, Schuch R *Phys. Lett. A* **166** 235 (1992)  
 258. Omidvar K, McAllister A M *Phys. Rev. A* **51** 1063 (1995)  
 259. Müller A, Schippers S, in *The Physics of Multiply and Highly Charged Ions* Vol. 1 (Ed. F J Currell) (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2003) p. 269  
 260. Schippers S et al. *Phys. Rev. A* **83** 012711 (2011)  
 261. Müller A *Atoms* **3** 120 (2015)  
 262. Gabriel A H, in *Highlights of Astronomy. As Presented at the XIVth General Assembly of the I.A.U. 1970* (Ed. C De Jager) (Dordrecht: Reidel, 1971) p. 486  
 263. Müller A *Adv. Atom. Mol. Opt. Phys.* **55** 293 (2008)  
 264. Schippers S et al. *Phys. Rev. A* **62** 022708 (2000)  
 265. Flambaum V V et al. *Phys. Rev. A* **66** 012713 (2002)  
 266. Gribakin G F, Sahoo S J. *Phys. B* **36** 3349 (2003)  
 267. Dzuba V A et al. *Phys. Rev. A* **86** 022714 (2012)  
 268. Dzuba V A et al. *Phys. Rev. A* **88** 062713 (2013)  
 269. Lotz W J. *Opt. Soc. Am.* **6** 206 (1970)  
 270. Fisher V et al. *J. Phys. B* **28** 3027 (1995)  
 271. Shevelko V P, Tawara H J. *Phys. B* **28** L589 (1995)  
 272. Bélenger C et al. *J. Phys. B* **30** 2667 (1997)  
 273. Shevelko V P et al. *J. Phys. B* **38** 525 (2005)  
 274. Shevelko V P et al. *J. Phys. B* **39** 1499 (2006)  
 275. Гуревич А В, Пятаевский Л П *ЖЭТФ* **46** 1281 (1964); Gurevich A V, Pitaevskii L P *Sov. Phys. JETP* **19** 870 (1964)  
 276. House L L *Astrophys. J. Suppl.* **8** 307 (1964)  
 277. Rozet J P, Stéphan C, Vernhet D *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **107** 67 (1996)  
 278. Sato Y et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **225** 439 (2004)  
 279. Lamour E et al. *Phys. Rev. A* **92** 042703 (2015)  
 280. LISE++ . Version 6.3, [http://lise.nsl.msui.edu/6\\_3/lise++\\_6\\_3.pdf](http://lise.nsl.msui.edu/6_3/lise++_6_3.pdf)  
 281. Winckler N et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **392** 67 (2017)  
 282. Shevelko V P, Winckler N, Tolstikhina I Yu *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **377** 77 (2016)  
 283. BREIT. Balance rate equations for ion transportation, <http://breit.gsi.de>  
 284. Liu W et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **496** 198 (2003)  
 285. Baig M A J. *Phys. B* **16** 1511 (1983)  
 286. Wood D R, Andrew K L J. *Opt. Soc. Am.* **58** 818 (1968)  
 287. Arnold E et al. *J. Phys. B* **23** 3511 (1990)  
 288. Armstrong J A, Wynne J J, Tomkins F S J. *Phys. B* **13** L133 (1980)  
 289. Roßnagel J et al. *Phys. Rev. A* **85** 012525 (2012)  
 290. Coste A et al. *J. Opt. Soc. Am.* **72** 103 (1982)  
 291. Borschevsky A et al. *Phys. Rev. A* **75** 042514 (2007)  
 292. Eliav E, Kaldor U, Ishikawa Y *Phys. Rev. Lett.* **74** 1079 (1995)  
 293. Landau A et al. *J. Chem. Phys.* **114** 2977 (2001)  
 294. Eliav E, Kaldor U, Ishikawa Y *Mol. Phys.* **94** 181 (1998)  
 295. Chang Z, Li J, Dong C J. *Phys. Chem. A* **114** 13388 (2010)  
 296. Eliav E et al. *Chem. Phys.* **311** 163 (2005)  
 297. Borschevsky A et al. *Phys. Rev. A* **87** 022502 (2013)  
 298. Periodic table, [https://en.wikipedia.org/wiki/Periodic\\_table](https://en.wikipedia.org/wiki/Periodic_table)  
 299. Oganessian Yu Ts *Pure Appl. Chem.* **76** 1715 (2004)  
 300. Düllmann C E et al. (Eds) *Nucl. Phys. A* **944** (2015) Special Issue on Superheavy Elements  
 301. Morita K et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **70** 220 (1992)  
 302. Leino M *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **126** 320 (1997)  
 303. Gregorich K E et al. *Phys. Rev. C* **72** 014605 (2005)  
 304. Khuyagbaatar J et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **689** 40 (2012)  
 305. Khuyagbaatar J et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 172501 (2014)  
 306. Weaver T A, Woosley S E *Phys. Rep.* **227** 65 (1993)  
 307. Fujita K et al. *AIP Conf. Proc.* **1269** 289 (2010)  
 308. Liu S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **328** 14 (2014)

### Influence of atomic processes on charge states and fractions of fast heavy ions passing through gaseous, solid, and plasma targets

I.Yu. Tolstikhina, V.P. Shevelko

*Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation*  
 Tel. +7 (499) 132 67 15, +7 (499) 132 69 26. E-mail: [inga@sci.lebedev.ru](mailto:inga@sci.lebedev.ru), [shev@sci.lebedev.ru](mailto:shev@sci.lebedev.ru)

An overview of experimental data and theoretical methods is given for charge-changing processes of ion beams passing through gaseous, solid and plasma targets. The main attention is paid to electron capture and electron loss processes with heavy many-electron ions (like  $\text{Ar}^{q+}$ ,  $\text{Kr}^{q+}$ ,  $\text{Pb}^{q+}$ ,  $\text{W}^{q+}$ ,  $\text{U}^{q+}$ ) at relatively large and relativistic ion energies  $E = 50 \text{ keV/u} - 50 \text{ GeV/u}$  including multi-electron processes which increase the total cross sections up to about 50% and more. A large volume of the paper is devoted to consideration of the stopping power — the main quantity characterizing kinetic energy losses of ions due to interaction with particles in matter. Electron capture of heavy ions on atoms at low energies  $E < 10 \text{ eV/u}$  and arising isotopic effect are briefly discussed. Dynamics of the charge-state fractions and equilibrium mean charges of the ion beams, interacting with media particles, is considered on the basis of the balance rate equations, including creation of equilibrium charge-state fractions and mean charges, equilibrium target thickness and so on. A short description of the computer programs ETACHA, GLOBAL, CHARGE and BREIT for calculation of the charge-state fractions as a function of the target thickness is given as well as some applications of using the charge-state fractions, e.g., in detection of super-heavy elements and in solving problems in laboratory and astrophysical plasmas. All physical processes and effects considered in the paper are explained in terms of atomic physics using radiative and collisional characteristics of heavy many-electron ions interacting with electrons, atoms, ions and molecules.

**Keywords:** ion-atom collisions, effective cross sections, charge-state fractions, balance rate equations, stopping power, electron capture, electron loss

PACS numbers: **34.10.+x**, **34.50.Fa**, **34.70.+e**

Bibliography — 308 references  
*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **188** (3) 267–300 (2018)  
 DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.02.038071>

Received 10 January 2017, revised 15 February 2017  
*Physics – Uspekhi* **61** (3) (2018)  
 DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2017.02.038071>