

ИОНИЗАЦИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ И (АТОМОВ) ПРОДУКТОВ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ В РАЗЛИЧНЫХ СРЕДАХ

Н. К. Скобелев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рассмотрены процессы ионизации тяжелых ионов при прохождении через газовые и твердотельные мишени. Дан обзор экспериментальных и теоретических работ по распределениям зарядовых состояний тяжелых ионов на выходе из мишени в зависимости от ее толщины (x) и атомного номера (Z_t).

Средние заряды ионизованных атомов — продуктов ядерных реакций с тяжелыми ионами, выбитых из мишеней, значительно отличаются от значений, предсказанных по полуэмпирическим формулам, когда атомный номер продукта (Z_p) больше 50.

Дано описание процессов, сопровождающих прохождение тяжелых ионов через вещество.

The processes of heavy ion ionization in gaseous and solid targets are considered. A review is given of the experimental and theoretical studies of the charge distribution of heavy ions at the exit of the target as a function of its thickness (x) and atomic number (Z_t). The mean charge values for the ionized recoil atoms produced by heavy-ion nuclear reactions differ considerably from the values calculated using semiempirical formulae, if the atomic number of the product (Z_p) exceeds 50. The processes that accompany the passage of heavy ions through the material are described.

ВВЕДЕНИЕ

При прохождении через среду тяжелые ионы* в ион-атомных столкновениях испытывают флуктуации заряда, обусловленные процессами захвата или срыва электронов.

Интерес к изучению изменений зарядовых состояний тяжелых ионов, связанных с захватом или потерей электронов, обусловлен тем, что эти данные могут служить важным источником информации относительно характера атомных столкновений. Многие теоретические вопросы ион-атомных столкновений рассмотрены в монографиях [1, 2]. Столкновения таких сложных систем в принципе можно было описать, если бы были известны потенциалы ион-электронных и ион-ионных взаимодействий. Однако точное описание практически реализовать пока невозможно.

* Тяжелыми ионами обычно принято называть ионы с атомным номером выше атомного номера гелия ($Z_p > 2$).

Во многих модельных рассмотрениях при анализе ион-атомных взаимодействий электроны налетающего иона и атомов мишени разделяются на две группы: электроны внешних оболочек (внешние электроны) и внутренних оболочек (внутренние электроны или электроны ионного остова).

В большинстве случаев на практике при изучении атомных процессов приходится иметь дело с многозарядными тяжелыми ионами, имеющими на внутренних и внешних оболочках много электронов, взаимодействие с которыми и приводит к перезарядке тяжелых ионов.

На самом деле кроме процессов взаимодействия тяжелого иона с электронами атомов мишени может происходить взаимодействие тяжелых ионов с ионным остовом атомов мишени [3].

В кристаллах такие столкновения приводит к выбиванию остова из узлов кристаллической решетки и возникновению точечных дефектов [4]. Взаимодействие тяжелых ионов с электронами и ионным остовом атомов мишени также приводит к потере электронов или их возбуждению, а также торможению иона.

Знания сечений перезарядки тяжелых ионов в среде, их зарядовых состояний и потери энергии необходимы в целом ряде практических задач.

Перечислим некоторые из них.

При проектировании ускорителей тяжелых ионов необходимо проводить оценку потерь ионов в процессе ускорения на основании данных о сечениях перезарядки ионов на остаточных газах.

При сооружении источников тяжелых ионов и многоступенчатых ускорителей нужны данные о потере энергии и распределении зарядов при прохождении газового объема или твердотельной перезарядной мишени как функции скорости тяжелых ионов.

При имплантации полупроводниковых материалов требуется знание зарядового состава пучков тяжелых ионов.

Взаимодействие высокотемпературной плазмы со стенкой термоядерного реактора невозможно оценить без знания сечений перезарядки ионов.

В связи с важностью этих задач было выполнено значительное число исследований по изучению сечений перезарядки тяжелых ионов, а также по распределению зарядовых состояний тяжелых ионов при прохождении газовых или твердотельных мишеней в различных диапазонах энергий.

Следует указать ряд наиболее интересных работ, относящихся к рассматриваемой проблеме.

Экспериментальный материал (полученный до 1972 г.) по зарядовому распределению тяжелых ионов, прошедших через газовые или твердотельные мишени, собран Витковером и Бетцем [5]. Более поздние данные, суммированные Шимой [6], относятся к зарядовому распределению тяжелых ионов после прохождения ими тонких фольг.

Работы В. С. Николаева [7, 8], Бетца [9] и Дэлоне [10] посвящен-

ны детальному анализу измеренных к тому времени экспериментальных данных по зарядовым состояниям тяжелых ионов на выходе из различных сред.

Экспериментальные данные по сечениям перезарядки тяжелых ионов и их анализу наиболее полно представлены в обзоре Бетца [9].

Впервые интерес к ионным зарядовым состояниям осколков деления возник в связи с изучением соотношений пробег — энергия (скорость) фрагмента. Для расчета потерь энергии осколков необходимо было рассчитать их ионные заряды для всех скоростей в процессе замедления. Такие расчеты были выполнены Бором [11] и Лэмбом [12], а первые результаты по измерению зарядов тяжелых ионов получены Лассеном [13]. Им были измерены заряды осколков в газе и твердотельных поглотителях.

Как видно из рассмотрения, с момента выхода цитируемых обзоров и работ прошел значительный срок. За это время появились новые результаты и подходы к объяснению процессов ионизации. Начаты исследования и обнаружен ряд особенностей при ионизации продуктов ядерных реакций.

В данном обзоре в основном рассмотрены вопросы зарядового распределения тяжелых ионов и атомов продуктов ядерных реакций на выходе из среды мишени.

Автор постарался максимально включить в него весь по данному вопросу новый материал.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЗАРЯДОВЫХ СОСТОЯНИЙ

В работах [7, 9, 14] дано описание экспериментальных установок, которые применялись для изучения зарядовых состояний тяжелых ионов при прохождении их через газовые или твердотельные мишени. На рис. 1 схематически представлены принципиальные элементы установок, которые использовались в той или иной модификации для измерения зарядовых состояний тяжелых ионов [9, 14].

Для анализа зарядовых состояний тяжелых ионов и продуктов ядерных реакций, выходящих или выбиваемых в вакуумный объем из твердотельной мишени, наиболее подходящими являются широкодиапазонные магнитные анализаторы [15, 16]. Схема одной такой установки представлена на рис. 2. Во всех этих устройствах есть три главных элемента:

1. Ускоритель с системой транспортировки пучков тяжелых ионов определенной зарядности.

2. Устройство с мишенью («стриппером»), состоящее из откачиваемого объема, содержащего тонкую газовую мишень или приспособление для установки на пути пучка ионов тонкой твердотельной мишени в виде самоподдерживающейся фольги.

3. Детектирующая система, содержащая, как правило, магнитный спектрометр для анализа зарядового распределения пучка, вы-

ходящего из мишени с различными зарядовыми компонентами, и позиционно-чувствительное детектирующее устройство для определения относительных интенсивностей этих зарядовых состояний со сбором и обработкой информации.

Для измерения среднего заряда тяжелых ионов или ионизованных продуктов ядерных реакций с тяжелыми ионами в газовой среде

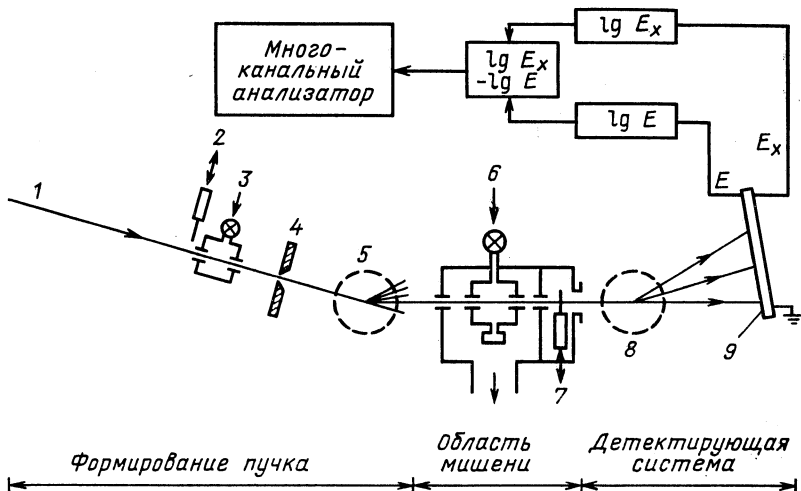


Рис. 1. Структурная схема экспериментальной установки, используемой для измерения зарядовых состояний с газовой и твердотельной мишенями:

1 — моноэнергетический пучок ускоренных ионов; 2 — перезарядная твердотельная фольга; 3 — газовый объем; 4 — коллиматор; 5 — селектор для выделения определенного заряда иона (q_i); 6 — газовая мишень с системой регулировки ее толщины; 7 — набор твердотельных мишеней различной толщины; 8 — анализатор зарядовых состояний ионов; 9 — регистрирующее позиционно-чувствительное устройство доли зарядовых состояний

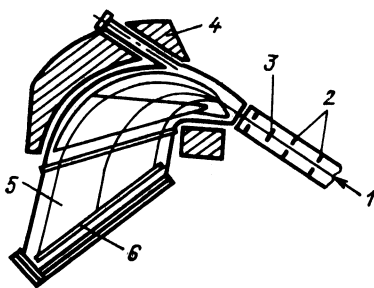


Рис. 2. Схема измерения зарядовых состояний с помощью магнитного анализатора:

1 — пучок ионов; 2 — система коллиматоров; 3 — твердотельная мишень; 4 — ярмо магнитного анализатора; 5 — вакуумная камера; 6 — позиционно-чувствительный детектор для регистрации зарядовых распределений тяжелых ионов

использовались газонаполненные магнитные сепараторы [17, 18]. В настоящее время для изучения продуктов ядерных реакций с тяжелыми ионами вводятся в строй новые газонаполненные универсальные сепараторы, которые позволят расширить наши представления о процессах ионизации атомов — продуктов ядерных реакций.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ О ЗАРЯДОВЫХ СОСТОЯНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ В ВЕЩЕСТВЕ И ИХ АНАЛИЗ

Как уже упоминалось, Бор [11] внес большой вклад в описание зарядовых состояний осколков деления в процессе атомных столкновений с учетом потерь и захвата электронов тяжелыми фрагментами. Что касается среднего заряда, то Бор считал, что тяжелые ионы, проходя через разреженные газы, сохраняют те свои электроны, которые имеют орбитальную скорость выше, чем скорость ионов. Электроны с меньшими скоростями теряются при столкновениях. Потеря электронов с более высокими скоростями маловероятна. Для таких электронов столкновения являются адиабатическими. В соответствии с этим критерием (в дальнейшем именуемым критерием Бора) принято считать медленными частицы или ионы, скорости которых малы по сравнению с орбитальными скоростями электронов (u) частицы ($v_p \ll u$). В случае, когда $v_p > u$, ионы принято называть быстрыми. Критерий Бора является основой практически всех более поздних теоретических и эмпирических рассмотрений процесса перезарядки.

Рассмотрение Лэмба [12], например, отличается от боровского тем, что в качестве орбитальной скорости u Лэмб предложил брать величину $u = (2I_i/m)^{0,5}$, где I_i — энергия связи внешнего электрона в ионе.

Наибольший интерес с точки зрения процессов перезарядки представляют тяжелые ионы, скорости которых (v_p) лежат в области $v_0 < v_p < z_p v_0$, где v_0 — скорость электрона в атоме водорода, именуемая скоростью Бора и равная $e^2/\hbar = 2,188 \cdot 10^8$ см/с. Иными словами, все это означает, что рассматриваются сильноионизованные атомы, но еще сохраняющие много электронов на внутренних атомных оболочках.

Когда ион с зарядом q проходит через газовую мишень, он сталкивается с атомами или молекулами и может захватить или потерять один или более электронов на каждый удар с вероятностью, выражаемой величиной $\sigma(q, q')$, именуемой сечением (q и q' — заряд иона до и после столкновения с однократным изменением заряда, σ выражается в см²/атом или см²/молекула).

Зарядовое распределение пучка ионов варьирует с толщиной газовой мишени x . Эти вариации следуют системе уравнений

$$dF_q(x)/dx = \sum_{q' (q \neq q')} [\sigma(q', q) F_{q'}(x) - \sigma(q, q') F_q(x)], \quad (1)$$

которые описывают конкуренцию между захватом и потерей электронов. $F_q(x)$ — доля ионов с зарядом q ($\sum F(q) = 1$). Толщина мишени (x) дается выражением [19]: $x = 3,35 \times 10^{16} LP$ мод./см² для $t = 15$ °C, где L — выражено в см, P — в мм рт. ст.

В принципе q может меняться в пределах $-1 \leq q \leq Z_p$. Для ионов с относительно высокими скоростями доля зарядов с $q = -1$ низка и ею можно пренебречь.

Существуют теоретические модели расчета сечений захвата или потери отдельного электрона тяжелыми ионами [9].

Согласно Бору [11, 20], для тяжелых ионов в легких мишенях (малое Z_t) сечение потери электрона σ_l определяется как

$$\sigma_l = 4\pi a_0 Z_p^{1/3} Z_t^2 (v_0/v_p)^3, \quad (2)$$

а сечение захвата

$$\sigma_c = 4\pi a_0 Z_p^{1/3} Z_t^5 (v_0/v_p)^6, \quad (3)$$

где $a_0 = \hbar^2/m_e e^2 = 5,29 \cdot 10^{-9}$ см (боровский радиус атома); Z_p — атомный номер иона; Z_t — атомный номер мишени.

Для ионов, проходящих через тяжелые мишени, сечения захвата и потери электрона определяются симметричным выражением

$$\sigma_c = \sigma_l \simeq \pi a_0^2 (Z_p^{1/3} + Z_t^{1/3}) (v_0/v_p)^2. \quad (4)$$

Имеется ряд других теоретических расчетов сечений, а также эмпирических соотношений для их оценки [8, 21, 22].

Знания сечений захвата и потерь электронов тяжелыми ионами, взаимодействующими с веществом, необходимы для оценки равновесной толщины перезарядной фольги или газовой мишени.

Бетц и Шмельцер [23] дали грубые оценки сечений перезарядки в воздухе для всех ионов вплоть до урана как функции скоростей и заряда иона q . Однако для оценочных расчетов σ требуется знание среднего равновесного заряда \bar{q} , который определяется как

$$\bar{q} = \sum_q q F(q). \quad (5)$$

В случае симметричного распределения средний равновесный заряд совпадает с наиболее вероятным значением заряда.

В дальнейшем рассмотрение будет касаться только равновесных зарядовых состояний \bar{q} тяжелых ионов, связанных с расчетом или измерением этих значений исходя из ионизации тяжелых ионов в среде.

Часто эти значения не отличаются от эффективных зарядов (q_{ef}), определяемых из энергетических потерь тяжелых ионов при прохождении через вещество. Заметим, что для энергий тяжелых ионов около 1 МэВ/нуклон и выше эти значения не всегда совпадают. Поэтому вопросы о q_{ef} вынесены в приложение.

Согласно критерию Бора [11], оценку среднего равновесного заряда тяжелых ионов с заданной энергией можно сделать, исходя из потерь в мишени части орбитальных электронов движущейся частицей. Это сводит проблему расчета $\bar{q}(v_p, Z_p)$ к расчету скорости орбитальных электронов иона $u(Z_p, q_i)$. При выводе аналитического

выражения такой зависимости была введена скорость электронов $u = Z^*v_0/v^*$, где Z^* — измеренная сила поля в области, в которой электроны связаны, а v^* — так называемое «эффективное» квантовое число. Z^* приблизительно соответствует числу электронов со скоростями, меньшими u , т. е. $Z^* \simeq \bar{q}$, а $u \simeq v_p$. Тогда можно заключить, что $\bar{q} \simeq v^*v_p/v_0$.

Н. Бор показал, что для большинства свободносвязанных электронов в основном состоянии иона согласно статистической модели

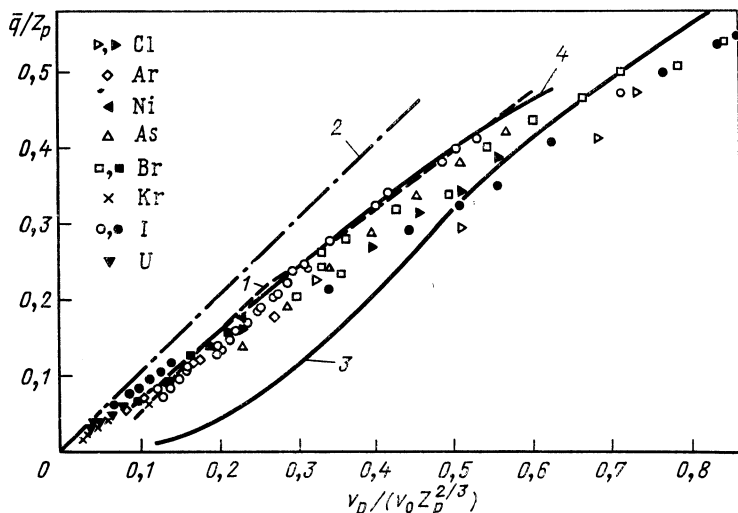


Рис. 3. Теоретические и экспериментальные результаты для относительной равновесной ионизации \bar{q}/Z_p тяжелых ионов, прошедших через газовые мишени азота, кислорода, воздуха как функции приведенной скорости $v_p/(v_0 Z_p^{2/3})$: экспериментальные значения отмечены точками. Теоретические оценки изображены кривыми: 1 — данные Лэмба [12]; 2 — Бора [11]; 3 — Брюнинга и др. (для больших Z_p) [22]; 4 — Бэлла [21]

Томаса — Ферми для большой промежуточной области зарядов v^* имеет максимум, соответствующий значению, близкому к $Z_p^{1/3}$ (в случае, когда \bar{q} не больше $Z_p/2$). В этом приближении была получена формула

$$\bar{q}/Z_p = v_p/(v_0 Z_p^{2/3}) \text{ для } 1 < v_p/v_0 < Z_p^{1/3}. \tag{6}$$

Это выражение в первом приближении отражает тенденцию поведения \bar{q} в разреженных газах.

При прохождении медленных тяжелых ионов через газ, за исключением водорода, наивысшее значение \bar{q} получено для газов N_2 , O_2 и Ar с малой разницей между ними [9]. Для более тяжелых газов

при тех же скоростях ионов \bar{q} слегка уменьшается с увеличением атомного номера газа (Z_t).

При прохождении ионов тех же энергий через твердотельные мишени \bar{q} имеет более высокие значения, чем в газах, причем наблюдается такая же тенденция уменьшения \bar{q} с ростом Z_t . Бериллий и углерод оказываются самыми эффективными мишенями для перезарядки, чего нельзя сказать о мишенях из золота и близких к нему по Z металлов. Эта тенденция распространяется и на быстрые ионы с относительно малым Z_p [9, 14].

Равновесный заряд при прохождении медленных ионов через водород сильно зависит от скорости ионов. С ростом энергии \bar{q} возрастает и становится сравнимым со значениями \bar{q} в N_2 , O_2 и др. [9].

В большинстве благородных газов и особенно в гелии средний равновесный заряд проявляет необычное поведение. Относительно легкие ионы, проходя через гелий, могут приобретать наивысшее значение \bar{q} в газах, причем эти значения могут быть близки к полученным для ионов на твердотельной мишени. Для более высоких скоростей ионов аномальные эффекты исчезают и гелий становится не столь эффективным «стриппером».

На рис. 3 приведены для сравнения теоретические и экспериментальные данные для средних зарядов тяжелых ионов в области $16 \leq Z_p \leq 92$, прошедших газы N_2 , O_2 и воздуха.

Позднее были развиты другие приближения и статистические методы расчета средних равновесных зарядовых состояний ионов.

3. ПОЛУЭМПИРИЧЕСКИЕ ВЫРАЖЕНИЯ ДЛЯ РАСЧЕТА СРЕДНИХ РАВНОВЕСНЫХ ЗАРЯДОВЫХ СОСТОЯНИЙ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

На основании наблюдаемых тенденций в поведении зарядовых распределений ионов на выходе из мишеней были выведены различные полуэмпирические выражения для расчета \bar{q} .

Первое аналитическое полуэмпирическое соотношение для \bar{q} было получено И. С. Дмитриевым и В. С. Николаевым в 1964 г. [24]. Опираясь на модель Томаса — Ферми и экспериментальные данные, авторы предположили, что скорость орбитальных электронов в ионе $u \simeq Z_p^\alpha (\bar{q}/Z_p)$, где α — некоторый параметр.

Применяя критерий Бора с таким предположением для u , было получено следующее выражение для среднего заряда иона в газах:

$$\bar{q}/Z_p = \lg [(v_p/m_1) Z_p^{\alpha_1}] / \lg (n_1 Z_p^{\alpha_2}) \quad (7)$$

в области $0,3 \leq \bar{q}/Z_p \leq 0,9$.

Четыре указанных параметра α_1 , α_2 , m_1 и n_1 (табл. 1) извлечены из сравнения экспериментальных распределений зарядовых состояний ионов с $Z_p \leq 10$ и осколков деления.

Таблица 1. Значения параметров в полуэмпирической формуле [7] для \bar{q}/Z_p в зависимости от Z_i среды

Среда	α_1	α_2	m_1	n_1
H ₂ He N ₂ , Ar	} 0,4	} 0,3	1,2 1,3 0,9	4,0 4,5 7,0

Погрешность воспроизведения \bar{q} составляла $\sim 5\%$. Для $\bar{q}/Z_p < 0,3$ было рекомендовано другое эмпирическое соотношение:

$$\bar{q}/Z_p = Av_p Z_p^{-1/2}.$$

Параметр $A \sim 0,18$ для перезарядки ионов в азоте и водороде.

Авторы пытались применить это соотношение для определения среднего заряда тяжелых ионов при прохождении через тонкие твердотельные мишени. В этом случае параметр A выбирался $\sim 0,33$. Для области $0,3 \leq \bar{q}/Z_p \leq 0,9$ были рекомендованы также другие значения коэффициентов ($\alpha_1 = 0,1$, $\alpha_2 = 0,6$, $m_1 = 1,2$ и $n_1 = 5,0$). Однако эти формулы не получили широкого распространения.

Позднее Бетц и др. [25] предложили другое полуэмпирическое соотношение для средних зарядовых состояний:

$$\bar{q}/Z_p = 1 - C \exp[-v_p/(v_0 Z_p^\gamma)], \tag{8}$$

параметры C и γ определялись эмпирически и варьировали в зависимости от типа ионов и среды прохождения.

Таблица 2. Значения параметров C и γ в полуэмпирической формуле (8) для \bar{q}/Z_p различных ионов в воздухе и формваре

Ион	Воздух		Формвар	
	C	γ	C	γ
S	1,135	0,663	1,083	0,604
As	1,117	0,628	1,098	0,538
I	1,065	0,641	1,030	0,518
U	—	—	1,030	0,510

В табл. 2 сведены значения этих параметров при прохождении ионов через воздух и формвар.

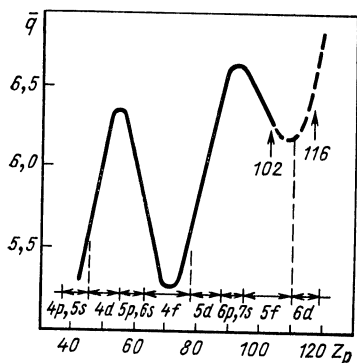


Рис. 4. Средний ионный заряд \bar{q} тяжелых ионов—продуктов реакций с атомным номером Z_p и $v_p/c = 1,6\%$ в гелии (давление 1 мм рт. ст.)

Для тяжелых ионов с $v_p \geq v_0$ в газовых мишенях (в частности, кислороде, воздухе и аргоне) выбор констант $C \simeq 1$ и $\gamma = 2/3$ давал разумные значения для \bar{q} , которые отличались от экспериментальных в широкой области Z_p меньше чем на 2 единицы заряда. Следует за-

метить, что в настоящее время оценки средних зарядов для тяжелых ионов на выходе из газовых мишеней проводятся в основном по формулам Бора (6) и Бетца (8), как наиболее отвечающим реальным \bar{q} . Эти формулы давали удовлетворительное согласие и для средних значений зарядов ионизованных продуктов ядерных реакций, выбитых в газовую среду. Однако для тяжелых ионов и продуктов ядерных реакций в области редкоземельных элементов Л. А. Петровым и др. [17] было обнаружено сильное влияние оболочечных эффектов в атомах на средний заряд тяжелых ионов. В воздухе и гелии \bar{q} для соотношения скоростей ионов $v_p/v_0 \sim 3 \div 4$ оказались ниже ожидаемого значения на 15 % и более. Авторы объяснили такую аномалию в поведении \bar{q} уменьшением сечений потерь электронов с более глубокой оболочки 4f.

Согласно критерию Бора, равновесному заряду отвечает равенство сечений захвата σ_c и сечений потерь σ_l электронов. Поскольку $\sigma_c \sim q^2$ [9, 20], уменьшение σ_l приводит к смещению равновесия в сторону меньших значений заряда иона. При измерении зарядовых состояний атомов — продуктов испарительных реакций, выбиваемых в гелиевую среду, в области атомных ядер с Z до 102 [18] было получено, что значение среднего заряда уменьшается и в этой области, когда должна происходить ионизация следующей 5f-оболочки.

На рис. 4 представлена закономерность изменения равновесных зарядов ионов в гелии с заданным отношением скоростей $v_p/v_0 = 2,2$ на основании отнормированных данных работ [17, 18] в зависимости от атомного номера Z_p иона. Здесь же проведена экстраполяция равновесных зарядов ионизованных продуктов испарительных реакций в более тяжелую область Z_p ионов.

В данном случае флюктуации распределений вблизи равновесного заряда можно оценить как

$$\Delta q_i/q_i \sim 1/k \sqrt{N} \Delta q/\bar{q} \text{ или } \Delta q/\bar{q} \simeq 0,5 \Delta I_i/I_i,$$

где N — число столкновений иона с атомами мишени; I_i — потенциал ионизации i -го электрона.

Переходя к оценкам \bar{q} на выходе твердотельных мишеней, заметим, что для согласия экспериментальных значений \bar{q} с оценками по формуле (8) необходимо учитывать уменьшение значения параметра γ с ростом Z_p иона (см. табл. 2). Используя грубое приближение для $v_p \geq v_0$ и $0 < Z_p \leq 92$, что γ является функцией $f(Z_p)$, равенство (8) было преобразовано [25] в следующее:

$$\bar{q}/Z_p = 1 - C (0,71Z_p^\alpha)^{v_p/v_0}. \quad (9)$$

Для формулы параметр $\alpha = 0,053$, а C — такой же, как в табл. 2. Более поздние эксперименты с тяжелыми ионами при энергиях выше 0,3 МэВ/А указывали на значительное отклонение \bar{q} от расчетных значений. В. С. Николаев и И. С. Дмитриев [26] с учетом появившихся к тому времени новых данных по равновесным зарядовым распределениям ионов предложили другое полуэмпирическое выражение для расчета среднего заряда иона (для $Z_p \geq 16$) при прохождении твердотельных мишеней:

$$\bar{q}/Z_p = [1 + (Z_p^{-\alpha} v_p/v')^{-1/K}]^{-K} = [1 + X^{-1/K}]^{-K}, \quad (10)$$

где $\alpha = 0,45$; $K = 0,6$ и $v' = 3,6 \cdot 10^8$ см/с. Эта формула приводит к лучшему согласию с экспериментальными данными; отличие в большинстве случаев не превышает одного зарядового состояния во всех случаях, когда «приведенная скорость»

$$X = v_p/(v' Z_p^{0,45}) = 3,86 \sqrt{\frac{E_p}{A_p}} / Z_p^{0,45} < 1,5.$$

На рис. 5 показаны для сравнения экспериментальные значения \bar{q} с расчетными значениями, выполненными по формулам (7), (9) и (10).

Ту и Дроуин [27] несколько видоизменили зависимость \bar{q} от тех же параметров, что и в равенстве (10):

$$\bar{q}/Z_p = 1 - \exp[-(v_p/v') Z_p^{-0,45}] = 1 - \exp(-X). \quad (11)$$

Нормировка проводилась для ионов с $Z_p < 18$ и $E_p < 7$ МэВ с углеродной мишенью. Барон [28] распространил ее на более высокие энергии ионов $E_p/A_p > 0,068 Z_p^{0,9}$ (МэВ/А), выбрав значение параметра α равным 0,447:

$$\bar{q}/Z_p = \left[1 - \exp \left(- \frac{3,8585}{Z_p^{0,447}} \sqrt{\frac{E_p (\text{МэВ})}{A_p}} \right) \right]. \quad (12)$$

Сайер [29] также проанализировал зарядовые распределения ионов и вывел полуэмпирическую формулу для равновесных состояний. Его рассмотрение представляет интерес для несимметричных

распределений, о чем будет сказано позднее. Шима и др. [30] подобрали более универсальное выражение для определения \bar{q} на углеродной мишени во всех областях X для $Z_p \geq 8$:

$$\bar{q}/Z_p = 1 - \exp(-1,25X + 0,32X^2 - 0,11X^3). \quad (13)$$

Как уже упоминалось, равновесные зарядовые распределения зависят от атомного номера твердотельной среды Z_t , через которую проходит тяжелый ион [9].

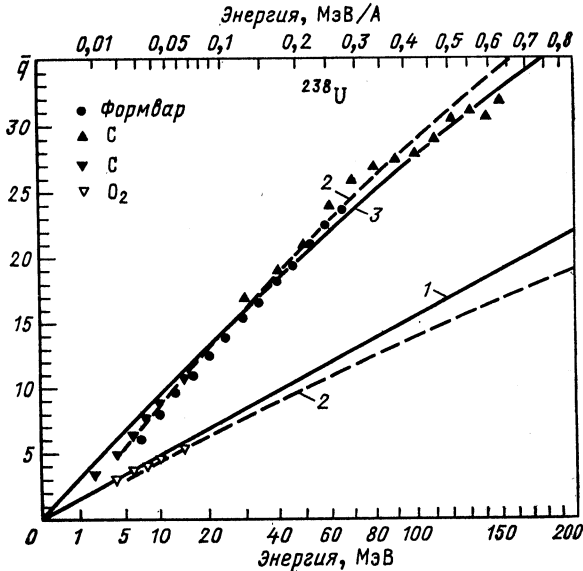


Рис. 5. Средние равновесные заряды ионов урана, прошедшего через кислородную мишень и мишень из углерода и формвара как функция энергии ионов. Рисунок заимствован из [9]: 1 — расчеты по формуле Николаева [24]; 2 — по формулам Ветца и др. [25]; 3 — по формуле Николаева и Дмитриева [26]

В экспериментах Барона и Дэлоне [10, 31] была показана четкая зависимость среднего равновесного заряда криптона от типа мишени. Вариации среднего равновесного заряда ионов в среде ими были аппроксимированы формулой

$$\bar{q}_{Z_t} = \bar{q}(Z_t = 6) [1 - 5,21 \cdot 10^{-3} (Z_t - 6) + 9,56 \cdot 10^{-5} (Z_t - 6)^2 - 5,96 \cdot 10^{-7} (Z_t - 6)^3], \quad (14)$$

где $\bar{q}(Z_t = 6)$ — средний заряд иона после прохождения углеродной фольги.

Шима и др. [30] предложили другую зависимость для q_{Z_t} от Z_t твердотельной мишени ($4 \leq Z_t \leq 79$ и $E_p < 6$ МэВ/А):

$$\bar{q}_{Z_t}/Z_p = \frac{\bar{q}(Z_t=6)}{Z_p} [1 + g(Z_t)], \quad (15)$$

где $g(Z_t) = -0,0019(Z_t - 6) \sqrt{X} + 10^{-5}(Z_t - 6)^2 X$.

Обе эти формулы дают реальные значения для \bar{q}_{Z_t} и могут быть применены для оценок, если в качестве $\bar{q}(Z_t=6)$ использовать экспериментальные значения или рассчитанные по формулам (10) и (13) в соответствующих областях их применимости.

Однако эксперименты, проведенные в последнее время по изучению зарядовых распределений вплоть до урана, показали, что

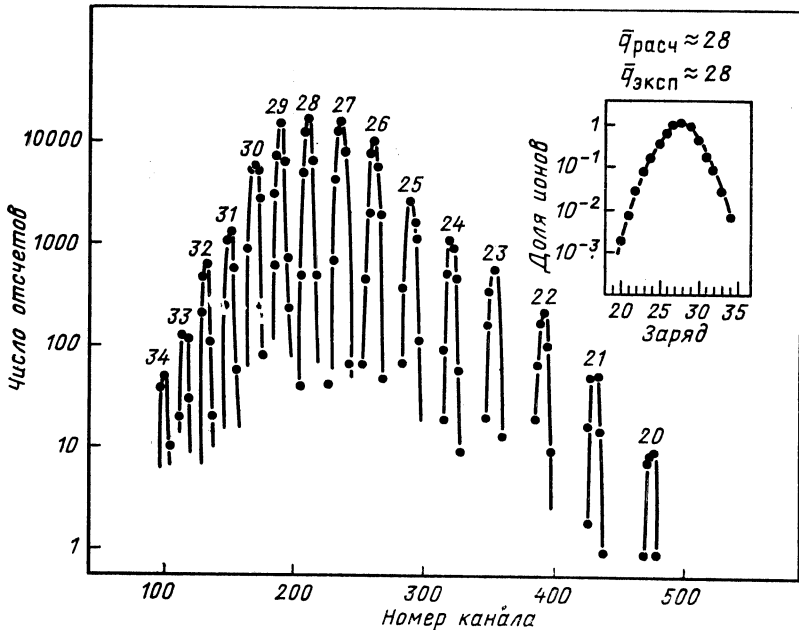


Рис. 6. Зарядовое распределение ионов ^{136}Xe с энергией 144 МэВ после прохождения углеродной фольги [15]. Расчетное значение \bar{q} приведено по формуле Николаева и Дмитриева [26]

для углеродных мишеней соответствующей толщины формулы (10) и (13) можно использовать с достаточно хорошей точностью ($\sim 0,5$ единиц заряда) для тяжелых ионов только до Кг. Для ионов тяжелее Кг экспериментальные значения \bar{q} близки к расчетным для энергий ионов до ~ 1 МэВ/А (рис. 6) [15, 32]. Для более высоких энергий есть указания, что экспериментальные значения средних

равновесных зарядов ионов ^{132}Xe , ^{197}Au , ^{208}Pb и ^{238}U ниже ожидаемых расчетных [32].

Для ионов ^{197}Au с энергией 352 МэВ, прошедших через тонкую углеродную фольгу (~ 80 мкг/см²), средний равновесный заряд на 5 единиц ниже, чем следует из расчета (рис. 7).

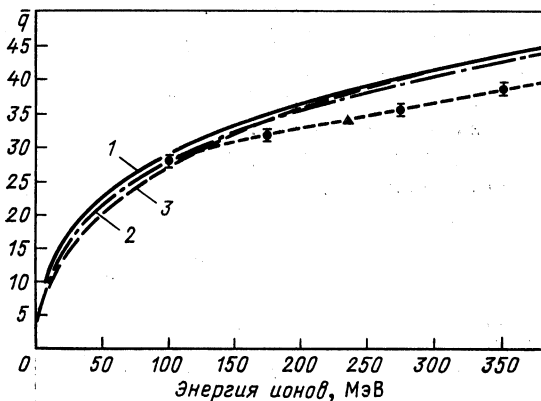


Рис. 7. Значения средних равновесных зарядов \bar{q} тяжелых ионов ^{197}Au [32], прошедших через углеродную фольгу (●), и расчетные значения, выполненные Сайером (1), Шимой (2) и Николаевым и Дмитриевым (3) как функции энергии

Отметим, что для ионов с высокой энергией, при которой ионы, проходя через мишень, должны быть, казалось бы, полностью «ободранными», т. е. потерять все электроны, наблюдаются заметные отклонения.

Так, для упругорассеянных ионов ^{20}Ne с энергией 18 МэВ/А после прохождения мишени из Та наблюдались помимо зарядовых состояний 10^+ состояния 9^+ (в 7 % случаев) [33]. При прохождении через углеродную мишень ионов ^{40}Ar с энергией 11,6 и 18,7 МэВ/А [34] доля зарядовых состояний 17^+ составляла 21,6 и 10,5 % соответственно.

Проведенные на ГАНИИ (Франция) эксперименты на пучках $^{40}\text{Ar}^{16+}$ (44 МэВ/А) и $^{84}\text{Kr}^{35+}$ (33,2 МэВ/А) показали, что при прохождении через тонкие фольги из углерода и золота эти ионы также обдираются не полностью [35].

В табл. 3 и 4 приведены данные по распределению зарядовых состояний ^{40}Ar (44 МэВ/А) при прохождении через углерод и золото разных толщин.

С другой стороны, при прохождении ионов ^{40}Ar с энергией 44 МэВ/А через толстые мишени из бериллия и золота картина сильно меняется [36]. После прохождения бериллиевой мишени ионы Ar становятся практически полностью ободранными, чего нельзя сказать об ионах на выходе мишени из золота (табл. 5).

Эти, казалось бы, противоречивые экспериментальные данные могут быть проинтерпретированы на основании представлений, что при таких высоких скоростях ионов в тонких твердотельных мишенях выполняется условие для однократных столкновений. По оцен-

Таблица 3. Доля зарядовых состояний (%) ^{40}Ag (44 МэВ/А) на выходе из тонкой углеродной фольги

Толщина углеродной фольги, мкг/см ²	Зарядовое состояние ^{40}Ag , %		
	16+	17+	18+
100	61	34	5
250	27	45	28
450	5	39	56

Таблица 4. Доля зарядовых состояний (%) ^{40}Ag (44 МэВ/А) на выходе из золотой фольги

Толщина Au-фольги, мкг/см ²	Зарядовое состояние ^{40}Ag , %		
	16+	17+	18+
160	2	17	81
300	< 0,5	10	90

Таблица 5. Доля зарядовых распределений ^{40}Ag (44 МэВ/А) после прохождения Be- и Au-мишеней, нормированные на 1

Мишень	Толщина, мг/см ²	Зарядовые состояния ^{40}Ag			
		18+	17+	16+	15+
Be	18,1	0,9997±0,0002	$(3\pm 1,5) \cdot 10^{-4}$	$(2\pm 1) \cdot 10^{-6}$	$(7\pm 4) \cdot 10^{-9}$
	44,5	0,9996±0,0002	$(3,5\pm 2) \cdot 10^{-4}$	$(3\pm 1,5) \cdot 10^{-6}$	
	99	0,999±0,0006	$(1,2\pm 0,6) \cdot 10^{-3}$	$(2,5\pm 1) \cdot 10^{-5}$	
Au	39,9	0,85±0,03	0,14±0,03	10 ⁻²	—
	96	0,89±0,03	0,11±0,03	—	—

кам Розета [37], средний свободный пробег между однократными столкновениями составляет 350 мкг/см² в углероде и 53 мкг/см² в золоте. Эффект встряхивания имеет достаточно короткое время отклика ($\tau_w \sim 2 \cdot 10^{-16}$ с).

Аномальную заселенность электронами глубоколежащих состояний ионов с образованием водородо- и гелийподобных атомов можно объяснить заселением расщепленных штатковских состояний у таких атомов под действием кулоновского поля. Когда при столкновении

происходит захват электронов «голым» ядром внутри твердотельной мишени, штарковские состояния такого атома будут иметь форму осцилляций с периодом $2\pi\omega_s^{-1}$ ($\sim 10^{-15}$ с). Если в тонкой мишени время пребывания иона t_d меньше времени периода осцилляции штарковских состояний, то ион на выходе из мишени может сохранить электроны на этих глубоколежащих состояниях. Поэтому на выходе из тонких углеродных и золотых мишеней (табл. 3 и 4) наблюдается аномальная заселенность состояний аргона с зарядами 17^+ и 16^+ .

Для больших времен нахождения ионов в мишени, когда $t_d \gg \gg \omega_s^{-1}$, относительная значимость подсостояний в любой оболочке будет определяться случайным распределением. Поэтому в толстых мишенях не наблюдается такого аномального заселения глубоколежащих состояний.

4. РАВНОВЕСНЫЕ ТОЛЩИНЫ МИШЕНЕЙ И РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЗАРЯДОВЫХ СОСТОЯНИЙ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Для исчерпывающего описания зарядовых состояний тяжелых ионов, прошедших через тонкие слои вещества, необходимо рассматривать не только средний заряд, но также реальное распределение зарядовых состояний около среднего значения, т. е. относительные интенсивности $F(q_i)$ различных зарядовых состояний, которые присутствуют в пучке ионов, прошедших через мишень. Критерий Бора определяет лишь среднее значение заряда и не дает информации о других соседних зарядовых состояниях, особенно когда значения q_i далеки от \bar{q} .

Вклады $F(q_i)$, полученные для данных q_i в различных материалах мишени, могут различаться на много порядков. В принципе $F(q_i)$ может быть рассчитано из сечений перезарядки заряда иона. Однако, как уже отмечалось, сечения перезарядки не определены достаточно надежно и нет точных данных о их зависимости от плотности. Поэтому теоретические расчеты $F(q_i)$ все же не могут быть выполнены с хорошей точностью.

Равновесные зарядовые распределения ионов, прошедших различные мишени из газов, паров и твердых веществ, представлены на рис. 8, заимствованном из работы [9].

Помимо различия в средних зарядах ионов, которые формируются в газах и твердотельных фольгах, можно констатировать, что и сами распределения для обеих мишенных групп зависят от типа мишени.

В газовых мишенях распределения, создаваемые в легких мишенях (особенно водороде), значительно уже и носят симметричный характер по сравнению с распределениями, полученными на более тяжелых газах.

В твердотельных мишенях распределения шире, как и в тяжелых газах, и носят более асимметричный характер. Отметим, что для

твердотельных стрипперов выбор толщины мишени сильно влияет на значения среднего заряда и распределения ионов по зарядам.

На рис. 9 приведены зависимости выхода различных зарядовых состояний и среднего заряда \bar{q} ионов Cu^{9+} с энергией 65 МэВ от тол-

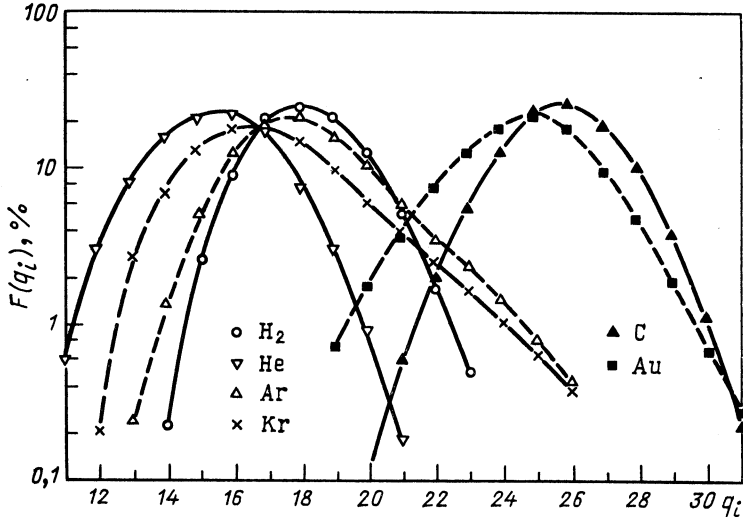


Рис. 8. Распределение равновесных зарядовых состояний $F(q_i)$ для ионов водорода с энергией 110 МэВ, прошедших через различные газовые мишени

щины углеродной мишени, вплоть до равновесной [38]. Здесь же для сравнения показаны расчетные значения \bar{q} , выполненные по формуле (10) Николаева и Дмитриева [26].

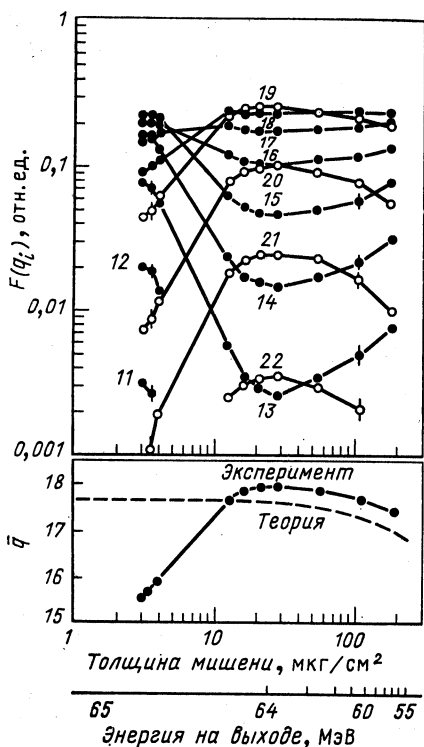
Для более высоких энергий ионов равновесная толщина мишени несколько возрастает. Для примера зависимость \bar{q} от энергии ионов Кг и толщины углеродной мишени [31] представлена на рис. 10. Следует заметить, что применение перезарядной фольги из-за многократного рассеяния приводит к увеличению углового разброса и некоторой энергетической разматке потерь энергии. Поэтому толщину фольги необходимо выбирать с учетом этих факторов.

Барон [39] аппроксимировал равновесные толщины углеродной фольги простой аналитической формулой

$$x = 5,9 + 22,4 E_p/A_p - 1,13 (E_p/A_p)^2, \quad (16)$$

где E_p/A_p — энергия частицы, выраженная в МэВ/А; x — в мкг/см².

На рис. 11 представлены распределения зарядовых состояний для ионов урана с энергией 16,3 МэВ/А после прохождения различных материалов [34]. Видно, что в этом случае равновесные распределения с повышенным значением среднего заряда получаются на угле-



родных мишенях. При сравнении распределения после золотой и углеродной перезарядных мишеней видно, что центр распределения после углеродной мишени смещен на 9 единиц к зарядовому

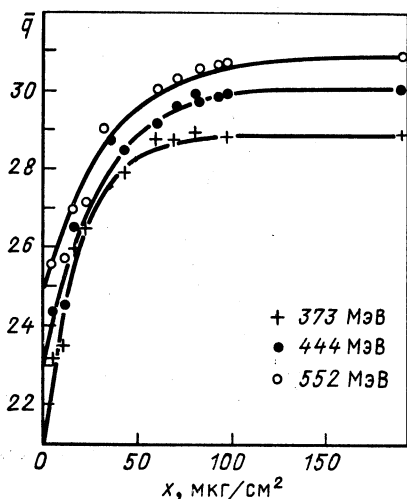


Рис. 9. Доли зарядовых состояний $F(q_i)$ и средние значения \bar{q} , полученные после прохождения углеродных фольг толщиной от 3 до 183 мкг/см^2 для энергии падающих ионов Cu^{9+} 65 МэВ [38]

Рис. 10. Средние зарядовые состояния ионов криптона для различных энергий как функции толщины мишени

состоянию 78^+ , а интенсивность в максимуме увеличивается с 17 до 25 %. Для достижения равновесных распределений при таких энергиях урана требуются большие толщины мишеней ($\sim 500 \text{ мкг/см}^2$), чем по оценкам Барона [39].

Заметим, что для тяжелых ионов с заданной энергией средний заряд уменьшается, а ширина распределения увеличивается с ростом атомного номера перезарядной мишени Z_t (рис. 8 и 14).

В грубом приближении зарядовые распределения можно аппроксимировать распределением Гаусса:

$$F(q_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}d} \exp\left\{-\frac{(q_i - \bar{q})^2}{2d^2}\right\}. \quad (17)$$

Ширина распределения d определяется как

$$d = \left[\sum_{q_i} (q_i - \bar{q})^2 F(q_i) \right]^{1/2}. \quad (18)$$

В широкой области v_p и Z_p ширины распределений d показывают хорошую регулярность и могут быть аппроксимированы полуэмпирическими соотношениями.

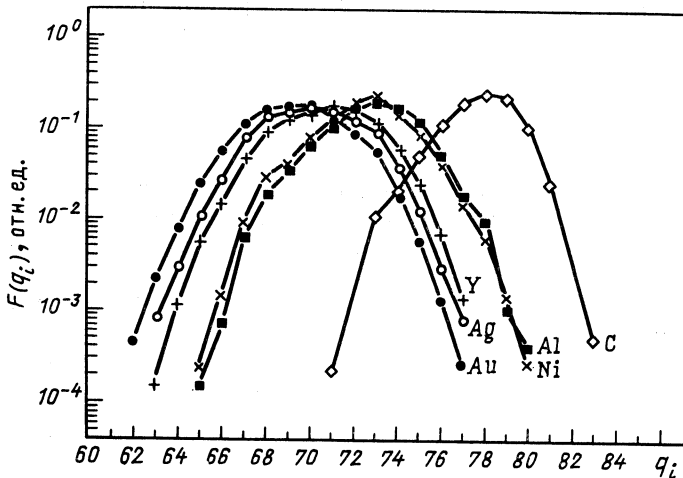


Рис. 11. Доля зарядовых состояний ионов урана $F(q_i)$ с энергией 18,7 МэВ/А, прошедших различные твердотельные мишени толщиной 500 мкг/см²

И. С. Дмитриев и В. С. Николаев [24] предложили для описания ширины зарядовых распределений ионов соотношение

$$d = d_1 Z_p^w, \quad (19)$$

где параметры d_1 и w определены эмпирически как функции среднего заряда иона и количественно представлены в табл. 6.

Таблица 6. Параметры d_1 и w в формуле (19) для описания ширины зарядовых распределений

Среда	d_1	w
N ₂ , Ag	0,32	0,45
Твердое тело	0,38	0,40

Накопление данных по зарядовому распределению тяжелых ионов в воздухе и формваре с энергией до 0,3 МэВ/А и последующий анализ Бетца и Шмельцера [23] привели к другому соотношению для ширины:

$$d = 0,27Z_p^{0,5}. \quad (20)$$

Очевидно, что эти соотношения не учитывают зависимость d от скорости ионов, поэтому не могут быть аппроксимированы на более высокие энергии. Позднее Николаев и Дмитриев [26] представили более реалистические оценки ширины распределений после прохождения ионов ($Z_p \geq 16$) через твердотельные мишени, введя зависимость от \bar{q} (или v_p):

$$d = d_2 \{ \bar{q} [1 - (\bar{q}_0/Z_p^{1/K})] \}^{1/2}, \quad (21)$$

где $d_2 = 0,5$ и $K = 0,6$.

Во многих случаях максимальные расчетные ширины отклоняются от экспериментальных значений меньше, чем на 20 %. Поэтому это соотношение чаще всего используется для анализа зарядовых распределений.

Из [16, 26] следует, что ширина распределения является функцией «приведенной» скорости X .

В работе [40] (для $Z_p \geq 8$) d были аппроксимированы выражением

$$d/Z_p^{0,4} = 0,426 - 0,0571X. \quad (22)$$

Сравнение с экспериментальными данными, проведенное Ишихарой и др. [16, 41], показало, что для ионов с более высокой энергией ширины распределений становятся узкими из-за отсутствия $q_i > Z_p$. В этом случае (для приведенных скоростей $X > 1$) d можно аппроксимировать выражением

$$d/Z_p^{0,27} = 0,76 - 0,16X. \quad (23)$$

Следует заметить, что все аппроксимации d не учитывают зависимость от атомного номера мишени, хотя $F(q_i) \sim f(Z_i)$, поэтому все рассчитанные исходя из гауссова распределения доли зарядовых состояний $F(q_i)$, определяемые по \bar{q} и d , необходимо рассматривать как некоторые приближения. К тому же для ионов с малыми скоростями и в области более высоких энергий наблюдаемые зарядовые распределения значительно отличаются от симметричного гауссова распределения. Анализ, проведенный Сайером [29] по зарядовым распределениям тяжелых ионов различных энергий на выходе из углеродной фольги, показал, что для описания асимметричных распределений зарядовых состояний можно ввести асимметричную функцию

$$F(q_i) = F_m \exp \{ -0,5t^2/(1 + \epsilon t) \}, \quad (24)$$

где F_m — доля заряда с максимальной интенсивностью; $t = (q_i - q_0)/d$; q_0 — максимальный интенсивный заряд; d — ширина

зарядового распределения; ϵ — асимметрия распределения зарядов (скошенность) с малым вкладом $F(q_i)$, которая аппроксимировалась в виде $\epsilon/d = A + BZ_p + Cd$.

В работах [40, 42, 43] показано, что зарядовые распределения тяжелых ионов в зависимости от их энергии можно аппроксимировать функциями χ^2 , гауссовым и редуцированным χ^2 -распределениями.

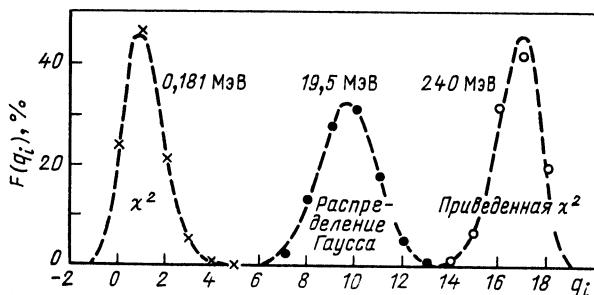


Рис. 12. Наблюдаемые (точки) и расчетные (штриховые линии) доли зарядовых состояний ионов аргона различной энергии на выходе из углеродной мишени. Расчеты проведены по распределениям χ^2 , Гаусса и приведенному χ^2 в работе Бадине-Рабинэ [43]

Показано, что χ^2 -распределение прекрасно описывает распределение зарядов тяжелых ионов при низких скоростях [$v_p \leq 2 \cdot 10^8$ см/с и $Z_p \leq 26$, а также для $0,4 \leq v_p$ (10^8 см/с) $\leq 1,2$, когда $59 \leq Z_p \leq \leq 82$].

При высоких скоростях ($v_p > 3,6 \cdot 10^8 Z_p^{0,45}$ см/с и $7 \leq Z_p \leq 36$) зарядовое распределение ионов описывается редуцированной χ^2 -функцией. При промежуточных энергиях хорошо работает гауссово распределение (область $23 \leq E_p/A_p \leq 1000$ кэВ/А). Заметим, что гауссово распределение неплохо описывает распределение тяжелых ионов ($Z_p > 50$) начиная с $E_p/A_p > 5$ кэВ/А. Функции χ^2 и редуцированная χ^2 имеют общее выражение для $F(q_i)$:

$$F(q_i) = \left[2^{\frac{\nu}{2}} \Gamma\left(\frac{\nu}{2}\right) \right]^{-1} t^{\frac{\nu}{2}-1} \exp\left(-\frac{t}{2}\right), \quad (25)$$

где Γ — гамма-функция, $c = 2(\bar{q} + 2)/d^2$, $\nu = 2(\bar{q} + 2)^2/d^2$, $t = c(q_i + 2)$ для χ^2 -распределения и $c = 2(Z_p - \bar{q} + 2)/d^2$, $\nu = 2(Z_p - \bar{q} + 2)^2/d^2$, $t = c(Z_p - q_i + 2)$ — для редуцированного χ^2 -распределения.

Сравнение расчетных и экспериментальных значений $F(q_i)$ для ионов Ar различной энергии, прошедших углеродную фольгу, представлено на рис. 12.

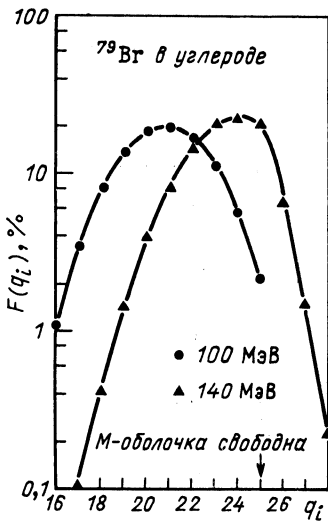


Рис. 13. Распределение зарядовых состояний ионов брома с различными энергиями на выходе из углеродной фольги

Однако в ряде экспериментальных исследований показано, что в зарядовых распределениях наблюдаются значительные отклонения от рассмотренных распределений [44—46]. В основном это относится к распределениям $F(q_i)$ для $q_i > \bar{q}$. Причем в ряде случаев показано четкое влияние атомных оболочек тяжелого иона на равновесные зарядовые распределения тяжелых ионов, приводящие к увеличению или уменьшению доли отдельных зарядовых состояний. В качестве примера для иллюстрации таких процессов приведем экспериментальные результаты, полученные Моаком и др. [44]

для зарядовых распределений ионов Br с энергиями 100 и 140 МэВ, прошедших углеродную фольгу. Из рис. 13 видно уменьшение доли зарядовых состояний с $q_i > 25$ (когда M-оболочка атома брома оказывается без электронов).

5. ВЛИЯНИЕ АТОМНЫХ И ЯДЕРНЫХ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ В ТЯЖЕЛЫХ ИОНАХ НА ИХ ЗАРЯДОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

В работе [9] показано, что для широкого диапазона скоростей и типа ускоряемых тяжелых ионов доля возбужденных частиц в равновесном пучке после прохождения мишени мала вследствие преимущественного захвата электронов в основное состояние ионизованных атомов. Для тяжелых ионов с относительно малой энергией после прохождения нескольких слоев среды устанавливается равновесие между процессами захвата и потери электронов. Вопрос заключается в том, находятся ли эти внешние электроны в основном состоянии или на остаточных возбужденных оболочках ионизованного атома и могут быть легко испущены. В настоящее время существует два модельных представления [47, 48] взаимодействия тяжелого иона с веществом среды.

В простейшей интерпретации по модели Бора и Линдхарда [47] предполагается, что столкновения ионов с атомами твердотельной мишени приводят к возбуждению наиболее слабосвязанных электронов в тяжелых ионах. Из-за быстрых последовательных столкновений возбуждение, первоначально полученное одним электроном, будет перераспределяться между ближайшими несколькими электронами. Последовательные столкновения увеличивают возбуждение

слабосвязанных электронов, приводящее к их потере. Такие резонансные процессы накладываются последовательно на определенное число электронов. В результате может быть достигнуто новое равновесие, при котором захват и потеря электронов сбалансированы, причем доля потерь оказывается возросшей из-за уменьшения энергии связи возбужденных электронов. Необходимо отметить, что в рамках этой модели основное увеличение равновесного заряда происходит внутри вещества. Хотя Бор и Линдхард допускали, что возбуждения остаточных электронных оболочек ионов в веществе могли приводить к последовательной или каскадной эмиссии электронов непосредственно после выхода ионов в вакуум, что также может увеличивать заряд иона.

В разреженном газе время между двумя последовательными столкновениями ионов с атомами значительно больше, чем в твердом

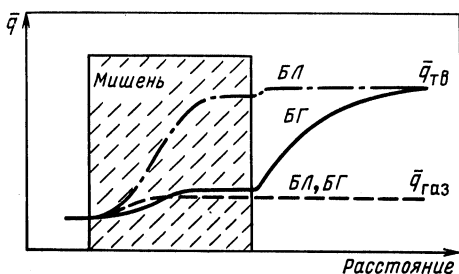


Рис. 14. Схематическая иллюстрация изменения среднего заряда тяжелого иона, проходящего через газы и твердые тела:

затрихованный объем представляет мишень. Сокращения: БЛ — теория Бора и Линдхарда; БГ — модифицированная теория Бетца и Гродзинса

теле, что позволяет произойти перераспределению энергии возбуждения, полученной электронами при первом столкновении, между несколькими электронами и снятию с них возбуждения. В таком случае эффективные сечения потерь уменьшены, и в результате не происходит сильного увеличения среднего заряда иона при прохождении его через газовую среду.

Бетц и Гродзинс [48], не делая большого различия для газов, в своей модели считают, что при прохождении иона через вещество мишени имеется сильное различие в его зарядовых состояниях внутри и вне мишени. В результате многократных столкновений электронная оболочка иона достаточно сильно возбуждена, что позволяет иону при выходе его из мишени снять свое возбуждение с высокой вероятностью за счет одного или нескольких оже-каскадов. Таким образом, согласно этой модели зарядовые состояния тяжелого иона в мишени ниже, по сравнению с зарядовыми состояниями, измеренными для тех же ионов, спустя некоторое время после вылета их из мишени (рис. 14).

Опыты Делла-Негра и др. [49] показали, что для тяжелых ионов вплоть до Ag наблюдается малое различие между средним значением заряда в газах и твердых телах при энергии ионов около 1 МэВ/А. Не получено также различия в средних зарядовых состояниях в этой

области энергии ионов на выходе из мишени и на некотором удалении от нее. Для более тяжелых ионов многократное возбуждение становится более важным. Ионы, пересекающие выходную поверхность мишени, имеют более высокие возбужденные состояния электронов в атоме, чем на входе. Так, для ионов криптона с энергией 1,16 МэВ/А авторы нашли, что средние зарядовые состояния этих ионов на выходе из мишени на 1,6—3 зарядовых единицы ниже по сравнению с измеренными позднее в вакууме (через 70 нс после вылета из мишени). Такое увеличение является следствием последующего распада возбужденных состояний (автоионизации) с испусканием оже-электронов. На основании этих и других проведенных к настоящему времени опытов нет достаточных оснований отдавать предпочтение одной из вышерассмотренных моделей, хотя авторы работы [49] трактуют свои результаты как доказательство модели Бетца и Гродзинса.

Добавим, что в обоих представлениях заложена концепция достижения быстрого равновесия за счет ионизации внешних оболочек и захвата электронов, приводящих к балансу в пределах нескольких слоев мишенного вещества. Эта концепция не совсем применима в столкновениях тяжелых ионов с тяжелыми атомами и, в частности, симметричных систем, когда в столкновениях с атомами имеет место ионизация внутренних оболочек.

Изучение зарядовых распределений тяжелых ионов (особенно рассеянных) на различных мишенях показало, что высокозарядная доля представлена со значительно большей вероятностью, чем ожидается из расчетов. Присутствие таких высокозарядных ионов было объяснено за счет ионизации внутренней оболочки при соударениях с малым прицельным параметром и образованием одной или более вакансий [10, 50].

В работе [51] показано, что заполнение вакансии на внутренней оболочке атома может привести к каскадной ионизации с числом электронов, зависящим от оболочки, на которой образовалась вакансия, и Z атома.

При столкновениях тяжелых атомов ($Pb + Pb$, $U + U$ и др.) при малых прицельных параметрах ожидается, что ионизация K - и L -оболочек может достигать 10^{-1} [52] на взаимодействие.

Так как времена жизни ионизованных состояний в тяжелых атомах на K - и L -оболочках достигают 10^{-15} — 10^{-17} с [52—54], есть надежда, что часть возбужденных ионных состояний выживет после вылета из мишени. Таким образом, возможно проявление эффектов, приводящих к автоионизации или каскадной ионизации атомов, которые должны заметнее проявляться на относительно тонких мишенях (при малых временах пролета иона через мишень). Действительно, обнаружено, что при близких столкновениях тяжелых ионов зарядовые распределения становятся асимметричными или смещенными в область более высоких зарядовых состояний. Штибинг с сотр. [52, 55] изучали ионные зарядовые распределения продуктов рассеяния ^{208}Pb (5,9 МэВ/А) на золотых мишенях разной толщины под

углами от 5° до 35° . Регистрировались как ионизованные атомы ^{208}Pb , так и ^{197}Au .

На тонких мишенях (вплоть до 100 мкг/см^2) наблюдалось смещение q , обусловленное ионизацией внутренних оболочек (рис. 15). Эти эффекты наиболее ясно проявляются на мишенях толщиной 20 мкг/см^2 .

На более толстых мишенях ($370\text{--}870 \text{ мкг/см}^2$) проявлялась ярко выраженная асимметрия в распределении ($\sim 10\%$ на удалении 10 единиц заряда). Такие распределения можно объяснить только тем, что

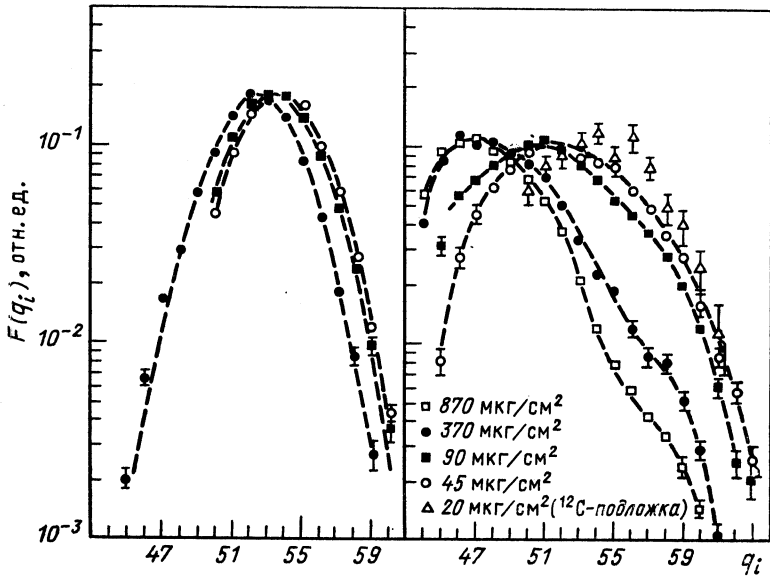


Рис. 15. Распределение зарядовых состояний тяжелых ионов свинца с энергией $5,9 \text{ МэВ/А}$, рассеянного на золотой мишени различной толщины, под углом 5° (слева) и 35° (справа)

в случае тонких мишеней многие вакансии на внутренних оболочках ионизованных атомов ^{208}Pb доживают до вылета из мишени. Последующий их распад приводит к каскадной ионизации вылетевших изолированных атомов.

Измерения зарядовых распределений ионов ^{208}Pb , рассеянного под углом 5° , не привели к каким-либо заметным аномалиям, что указывает на малый вклад близких соударений.

Отметим, что измеренные зарядовые распределения выбитых в передние углы (35°) ионов ^{197}Au [55] имели форму (рис. 16), аналогичную распределениям ^{208}Pb (рис. 15).

Регистрация упругорассеянных продуктов взаимодействия сложной системы $\text{Pb} + \text{Au}$ под углом 35° соответствовала прицельному

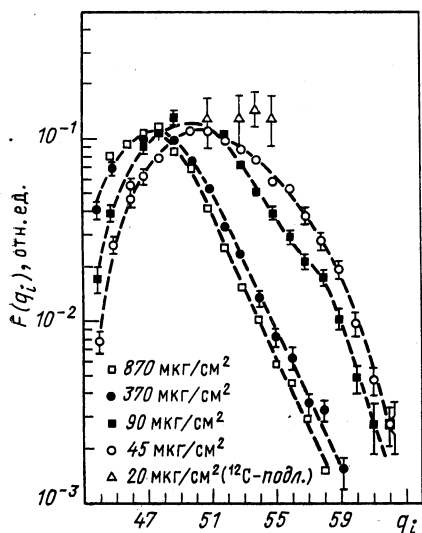


Рис. 16. Зарядовые распределения рассеянных под углом 35° ядер отдачи ^{197}Au из мишени различной толщины при бомбардировке ^{197}Au тяжелыми ионами ^{208}Pb с энергией 5,9 МэВ/А

параметру 6—10 фм, что вполне могло приводить, по мнению авторов [52], к образованию квази-молекулярной системы и возбуждению внутренних оболочек атомов.

В ядерных реакциях с тяжелыми ионами ($A \sim 20 \div 40$) оценки дают, что при кулоновском взаимодействии с ядрами средних и тяжелых массовых чисел ионизация K -оболочки может достигать 10^{-3} — 10^{-4} [53] на ядерную реакцию, а за счет встряхивания — происходить

ионизация M -оболочки $\sim 10^{-2}$ [54]. Поэтому ионизация продуктов ядерных реакций не должна, казалось бы, проявлять особых аномалий, если не рассматривать влияние ядерных процессов на ионизацию атомов отдачи. На самом деле возбужденные ядерные состояния оказывают сильное влияние на ионизацию внутренних оболочек атома за счет конверсии ядерных переходов продуктов ядерных реакций [57—63]. Вакансии, образовавшиеся при конверсии на внутренних оболочках ионизованных атомов — продуктов реакций, приводят к оже-каскадам, которые значительно увеличивают зарядовые состояния ионов по сравнению с ожидаемыми равновесными значениями.

Вицлавик [56] впервые наблюдал высокозарядные состояния атомов отдачи ^{237}Np после α -распада ^{241}Am . Вместо в основном однозарядных атомов отдачи ^{237}Np наблюдались различные зарядовые состояния вплоть до 20^+ .

Позднее было показано, что продукты ядерных реакций с тяжелыми ионами в широкой области атомных номеров [57—66] имеют асимметричные зарядовые распределения, смещенные в сторону больших зарядов по сравнению с равновесными распределениями.

Впервые такое смещение в зарядовых распределениях продуктов реакций наблюдалось для редкоземельных элементов, в частности изотопов Dy , а также изотопов Po [57—62].

На рис. 17 показаны зарядовые распределения ионизованных атомов отдачи ^{147}Dy , образовавшихся в ядерной реакции ^{114}Cd (^{40}Ar , $7n$) ^{147}Dy , а также атомов отдачи ^{199}Po , продукта реакции ^{164}Dy (^{40}Ar , $5n$) ^{199}Po .

Данные представлены в виде зависимости процентного вклада

интенсивности данного зарядового состояния $F(q_i)$ в суммарное зарядовое распределение $\sum F(q_i)$ от расстояния вдоль фокальной плоскости магнитного анализатора (x) или заряда иона (q_i).

Гистограммой изображены экспериментальные вклады каждого зарядового состояния в зависимости от степени ионизации выбитых из мишеней атомов отдачи. Сплошной кривой показаны зарядовые распределения атомов отдачи после прохождения их через тонкую

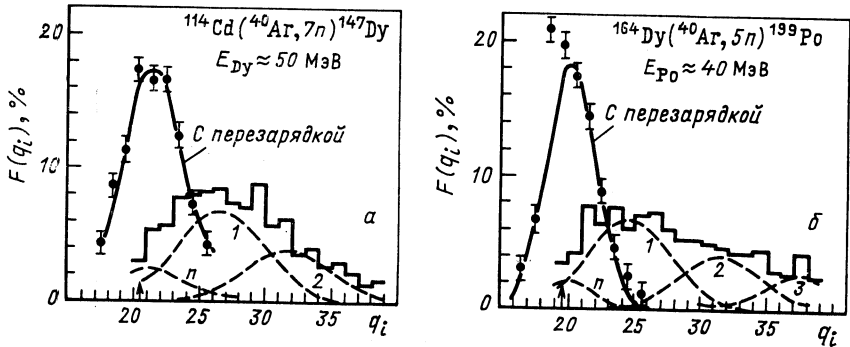


Рис. 17. Зарядовые распределения продуктов реакций ^{147}Dy и ^{199}Po , выбитых из мишеней ^{114}Cd (а) и ^{164}Dy (б) соответственно. Гистограммы представляют зарядовые распределения атомов ^{147}Dy и ^{199}Po , выбитых непосредственно из мишеней:

сплошные кривые с точками — распределения этих же атомов, прошедших дополнительную углеродную фольгу толщиной 50 мкг/см^2 ; стрелки — ожидаемое значение средних зарядов [26]

углеродную фольгу, стрелками — значения среднего заряда, рассчитанного по формуле (10) Николаева и Дмитриева [26].

Анализ возможных механизмов ионизации показал, что основным из них, приводящим к дополнительной ионизации изолированных атомов, движущихся в вакууме, является ионизация внутренних оболочек за счет конверсии γ -квантов в ядерных каскадах. В реакциях с тяжелыми ионами из-за большого числа переходов с испусканием γ -квантов велика вероятность образования нескольких вакансий на глуболежащих оболочках атома [57, 61].

Штриховыми линиями выделены вклады в экспериментальное распределение различных механизмов ионизации. Линией с индексом n выделена часть, соответствующая первичной ионизации с шириной распределения d , определяемой по формуле (21). Вклад первичной ионизации в полное распределение в исследуемой области атомов отдачи невелик и составляет от 10 до 30 %. Очевидно, что в области масс ядер $A > 147$ от 70 до 90 % образовавшихся атомов отдачи испытывают автоионизацию (или вторичную ионизацию), обусловленную конверсией нескольких ядерных переходов.

Штриховыми линиями 1, 2, 3 . . . выделены вклады последовательных актов конверсии, приводящих к автоионизации атомов отдачи и увеличению среднего заряда. По количеству и величине этих вкладов можно судить о числе конвертированных ядерных переходов и степени их конверсии. Расширение области исследований ионизированных продуктов ядерных реакций с тяжелыми ионами показало, что для относительно легких атомных номеров ($Z_p \sim 20 \div 30$) зарядовые распределения ионизированных продуктов реакций [61, 62] близки к предсказываемым значениям [26, 30] при условии обычной равновесной ионизации на основании формул (10), (13) и (15), что,

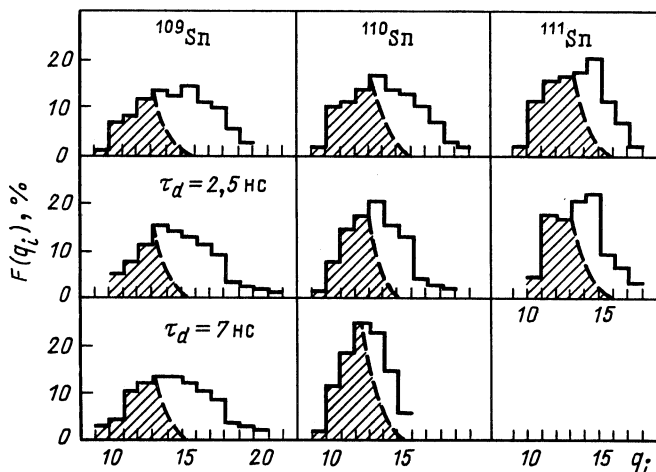


Рис. 18. Зарядовые распределения продуктов реакции $^{20}\text{Ne} + \text{Zr} \rightarrow ^{109}\text{Sn}, ^{110}\text{Sn}$ и ^{111}Sn ($E_{\text{Sn}} \approx 14$ МэВ), непосредственно вылетевших из мишени Zr (вверху): на расстоянии времени пролета продуктов реакции около 2,5 нс установлен плунжер в виде углеродной фольги (средний ряд) и около 7 нс — (нижний ряд); штриховкой показана расчетная ионизация

по-видимому, связано с малой вероятностью внутренней конверсии возбужденных состояний атомных ядер — продуктов в этой области массовых чисел. Осколки деления и атомы отдачи ($Z_p \approx 50$) продуктов ядерных реакций с тяжелыми ионами [63—65] имеют более высокие значения зарядов \bar{q} по сравнению с предсказываемыми. При этом для атомов отдачи олова наблюдаемая изотопная зависимость в распределении зарядовых состояний атомов отдачи от времени пролета ионизованных атомов в вакууме указывает на наличие различных изомерных состояний [66, 67] у этих нуклидов с временами жизни в наносекундной области (рис. 18).

С ростом Z_p и энергии возбуждения образовавшегося ядра — продукта реакции возрастает как плотность возбужденных состояний, так и вероятность внутренней конверсии.

В области трансураниевых элементов для продуктов (α , np) ядерных реакций наблюдались широкие ионные зарядовые распределения, обусловленные развитием оже-каскадов при изомерных или ротационных переходах в образовавшихся атомных ядрах [68].

Для образовавшихся в этой области масс продуктов ядерных реакций с тяжелыми ионами следует ожидать более широкие по сравнению с Pb или Po распределения [60, 61] зарядовых состояний и увеличение среднего значения заряда. При этом следует отметить, что все зарядовые распределения ионов-продуктов, естественно, будут носить сильно асимметричный характер и их нельзя описать ни одним из рассмотренных выше распределений.

Применяя дополнительно после мишени тонкую фольгу (плунжер), размещенную на различных расстояниях от мишени, можно проводить оценочные измерения времен жизни таких конвертированных изомерных состояний [66—68].

Как показано в [58, 69—71], применение дополнительных фольг-плунжеров с толщинами, близкими к равновесным, размещенных на некотором удалении от мишени, значительно повышает эффективность сбора тяжелых продуктов реакций. Очевидно, что ионизация тяжелых ионов и, особенно, продуктов ядерных реакций с тяжелыми ионами требует дальнейшего изучения и систематизации в более широкой области Z_p и энергий отдачи.

6. ВЛИЯНИЕ СВОЙСТВ ТВЕРДОГО ТЕЛА НА ПРОЦЕСС АТОМНЫХ СТОЛКНОВЕНИЙ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ И ПРОЦЕССЫ, СОПРОВОЖДАЮЩИЕ ПРОХОЖДЕНИЕ ИОНОВ

Изучение влияния свойств твердого тела на процесс ион-атомных столкновений является весьма сложной проблемой. В твердотельных мишенях необходимо по меньшей мере учитывать влияние валентных электронов (электронов проводимости), ориентацию периодической решетки и поверхностные эффекты. Следует отметить, что в твердых телах валентные электроны образуют зонную структуру и отвечают за возникновение коллективных колебаний. Много физических явлений возникает при атомных столкновениях со строго ограниченной поверхностью твердого тела. Например, плотность электронов на расстоянии примерно 0,01 нм от поверхности металла убывает до нуля. В твердых телах в областях, близких к поверхности, претерпевают изменение как постоянная решетки, так и колебания решетки. Зонная структура и коллективное движение валентных электронов вблизи поверхности также изменяются по сравнению с тем, что имеет место внутри объема мишени.

За последнее время в описании ион-атомных взаимодействий достигнут значительный прогресс благодаря возросшему интересу к его приложениям во многих областях исследований, таких, как термоядерный синтез (взаимодействие плазма — стенка), анализ структуры поверхности, ионная имплантация и др. Большая часть

энергии затрачивается при взаимодействии с твердым телом на электронные возбуждения $\sim 10^4$ эВ на 1 нм. Эта громадная плотность энергии и перекрытие сложных каскадов при повреждениях, вызванных ионами, приводят к таким характерным особенностям, как образование треков, видимых под электронным микроскопом, связанных, по-видимому, с разрушением атомных плоскостей. Так, при одном акте деления в кристалле создается около 10^5 смещенных атомов [4].

Рассмотрим некоторые возможные механизмы возбуждения электронов в твердом теле, и в первую очередь возбуждения электронов внутренних оболочек при столкновении атомов. Неупругость, обусловленная возбуждением электронов, начинает проявляться, когда при наибольшем сближении перекрываются L -оболочки.

Следующая стадия, связанная с поглощением большой энергии, имеет место в случае перекрытия K -оболочек. Энергия возбуждения достигает 10^3 эВ. Тем не менее для тяжелых ионов с энергией выше 1 МэВ/А, доля кинетической энергии, теряемая при таких столкновениях, становится относительно малой. Кроме того, достаточно сильное перекрытие оболочек может происходить только при столкновениях, близких к лобовым, но такие столкновения редки. Еще реже имеют место ядерные столкновения.

Намного более вероятно возбуждение валентных электронов. Когда тяжелый ион со скоростью v_p проходит мимо электрона, находящегося на энергетическом уровне с энергией ионизации E_i , при их столкновении на короткое время возмущается кулоновское поле с длительностью $\sim a_0/v_p$ (a_0 —радиус атома Бора). Такое возмущение приводит к ионизации атома и к испусканию вторичных электронов. Измеренные спектры вторичных электронов показывают ярко выраженную структуру, которая может быть приписана отдельным процессам возбуждения и девозбуждения электронов в атомах мишени или налетающих ионов.

На рис. 19 представлены экспериментальные результаты сечений образования электронов при прохождении ионов кислорода с энергией 30 МэВ в кислороде [72] [система O^{5+} (30 МэВ) + O_2]. Спектральная структура является наиболее ярко выраженной в передних углах испускания электронов. Для этой системы найдено, что при малых углах доминируют электроны, эмиттируемые из внешних оболочек тяжелого иона. Оже-электроны, эмиттируемые из налетающего тяжелого иона, наблюдаются при углах меньше 40° , а их выход зависит от зарядового состояния иона (рис. 20). Оже-электроны из мишени наблюдаются при всех углах.

Упругорассеянные электроны из налетающего иона наиболее интенсивны в передних углах и при меньшем заряде тяжелого иона. Заметим, что в непрерывном спектре электронов доминируют два вклада. Поведение электронов, образующихся при «мягких» и «бинарных» столкновениях (с минимумом и максимумом передачи импульса налетающим ионом атому мишени соответственно), проявляется по-разному. Спектры электронов при мягких столкновениях прак-

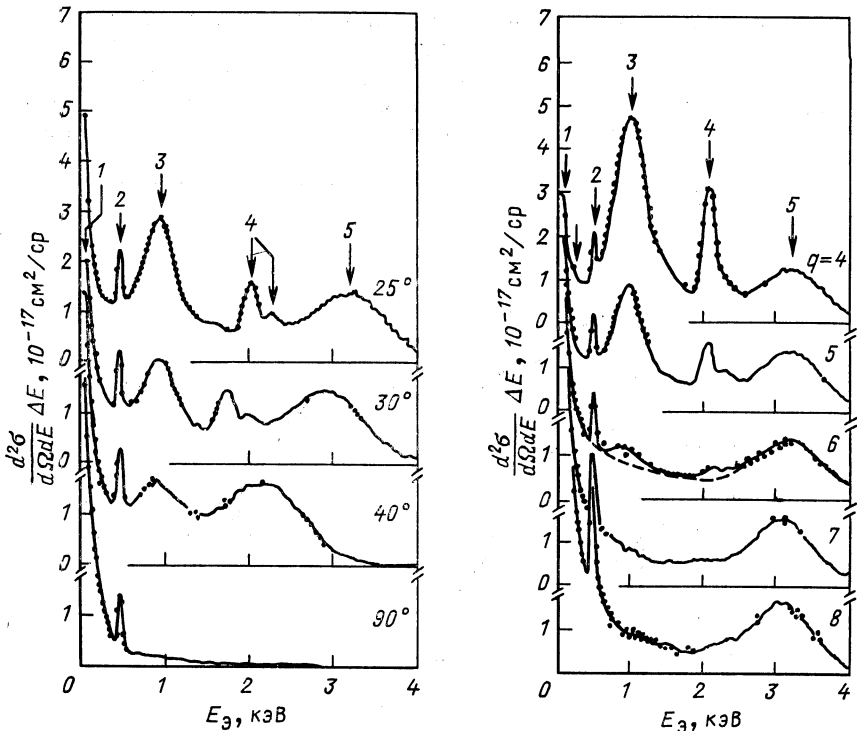


Рис. 19. Дифференциальные сечения эмиссии электронов при столкновениях ионов кислорода (O^{5+}) с энергией 30 МэВ с молекулами кислорода, измеренные при различных углах вылета. Идентифицирована следующая структура: 1 — электроны, вылетающие из мишени при «мягких» столкновениях; 2 — оже-электроны из мишени; 3 — упругорассеянные электроны из налетающего тяжелого иона; 4 — оже-электроны из налетающего иона; 5 — электроны из мишени при «бинарных» столкновениях

Рис. 20. Те же зависимости, что и на рис. 19, под углом вылета 25° от зарядового состояния ионов кислорода q

тически изотропны по интенсивности и положению пика, в то время как максимум выхода при бинарных столкновениях резко сдвигается с увеличением угла к меньшим энергиям и исчезает при углах вылета больше 90° (рис. 19).

Бинарный пик можно описать теоретически как классический двухтельный процесс столкновений квазисвободных электронов мишени, рассеянных на ядрах снаряда. Что касается спектра так называемых мягких столкновений, то благодаря большому прицельному параметру при взаимодействии электронов снаряда с электронами мишени испускание электронов можно рассматривать как процесс двухцентральной электронной эмиссии. В случае быстрых высокозарядных ионов увеличивается значение потенциала рассеяния, по

сравнению с легкими ионами, и этот процесс должен стать преобладающим при эмиссии δ -электронов.

Исследования эмиссии δ -электронов в столкновениях высокозарядных тяжелых ионов U^{33+} (1,4 МэВ/А) с Ag (или Ne) [73] указывают на отсутствие ярко выраженной структуры, а основной вклад

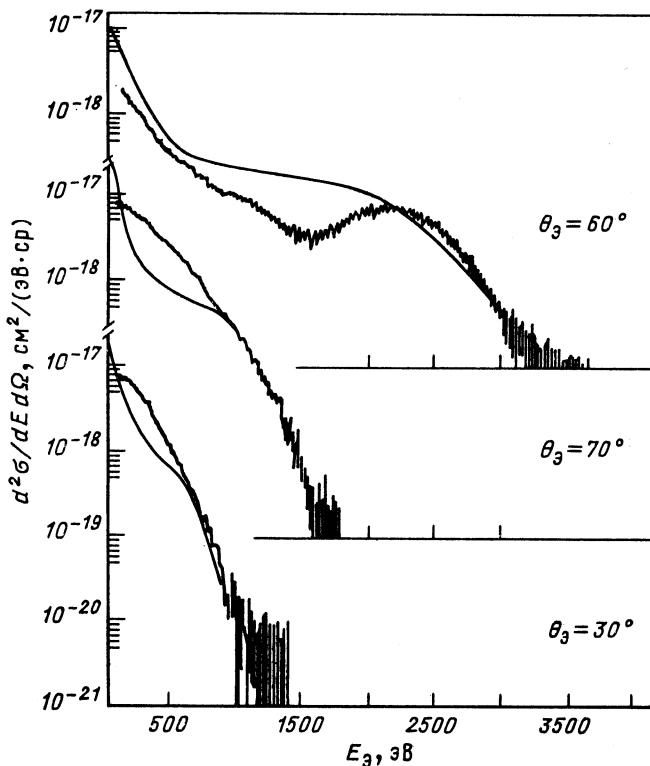


Рис. 21. Дифференциальные сечения вылета электронов в энергетическом интервале от 200 до 4000 эВ при столкновении U^{33+} 1,4 МэВ/А с Ag при различных углах вылета

в непрерывный спектр дают δ -электроны мягкого спектра, экспоненциально спадающего с энергией электронов (рис. 21).

При более высоких энергиях эмиттируемых δ -электронов при бинарных столкновениях, в отличие от взаимодействия легких ионов с газом, проявляется сильная анизотропия относительно траектории рассеяния и имеется ярко выраженный пик при угле 60° с энергией 2250 эВ, а при углах 90° и выше вообще не наблюдается δ -электронов. Резкое отталкивание кулоновского поля снаряда вызывает сильную поляризацию оболочек мишени и эмиссию коллективных электронов

в плоскости рассеяния в сторону, противоположную отдаче атома мишени.

Двухцентрковой механизм ионизации может быть представлен как процесс ускорения электронов из связанного состояния в континуум. Поле быстро движущегося снаряда фокусирует несколько ускоренных электронов в малом угловом конусе при $\theta \simeq 60^\circ$, где все электроны получают сравнимую энергию ($\Delta E \sim 300$ эВ).

В столкновениях с очень тяжелыми ионами наблюдается резкий рост эмиссии δ -электронов и позитронов высокой энергии. Так, для системы $U + Pb$ (14,7 МэВ/А) регистрировались δ -электроны с кинетической энергией до 2,4 МэВ, что в 20 раз выше энергии связи K -электронов в атомах урана. Эту высокоэнергетическую компоненту электронов объясняют испусканием сильносвязанных электронов, образовавшихся при взаимодействии квазиатомов с комбинированным зарядом [74].

При взаимодействии тяжелых ионов с атомами, наряду с возбуждением атомных уровней, возможен механизм испускания фотонов с непрерывным спектром излучения, в котором можно выделить три типа: радиационный электронный захват, переходы между молекулярными орбиталями и различное тормозное излучение заряженных частиц и вторичных электронов. Еще не все из этих перечисленных процессов достаточно хорошо изучены.

Явление радиационного электронного захвата (REC) описано в [75].

Радиационным электронным захватом называют процесс, в котором движущийся тяжелый ион захватывает свободный или слабо-связанный электрон мишени и эмиттирует фотон, энергия которого определяется энергией связи и кинетической энергией электрона относительно движущегося иона и не зависит от материала мишени. Угловое распределение фотонов пропорционально $\sin^2 \theta$ (где θ — угол между направлением движущегося иона и вылета фотона). Наиболее четко пик REC-излучения наблюдался при условии, когда $v_p \gg v_e$, где v_e — скорость захватываемого электрона.

Структура REC характеризует зарядовые распределения ионов, так как она отражается на энергии связи захватываемого электрона. При малых скоростях частиц ($v_p \leq v_e$) ион и атом среды могут объединиться в квазимолекулу. Переходы электрона между квазимолекулярными состояниями и приводят к формированию спектров молекулярно-орбитального излучения (МО-излучение) [76, 77].

Интенсивность этого излучения экспоненциально спадает с ростом энергии фотонов. В области тяжелых сталкивающихся ядер наблюдаемый спектр имеет более сложную структуру, обусловленную переходами электронов на более глубокие орбитали, образовавшиеся в квазимолекуле во время этих столкновений.

Обычно в экспериментах благодаря присутствию электронов с $v_e > v_p$ и $v_e < v_p$ наблюдается как REC-, так и МО-излучение. При прохождении тяжелых ионов через вещество процессы захвата и по-

тери электрона приводят, как уже говорилось, к многократному изменению заряда иона, а соответственно и плотности тока. Следствием этого должно быть появление электромагнитного излучения [78], свойства которого должны определяться процессами перезарядки ионов в среде. Попытки экспериментального обнаружения такого излучения пока не увенчались успехом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из рассмотренного очевидно, что при изучении ион-атомных столкновений в различных средах существует целый ряд проблем, для решения которых необходимо внимание к новым теоретическим подходам и постановке новых экспериментов. Как было замечено выше, при изучении зарядовых распределений тяжелых ионов и ионизованных продуктов реакций были отмечены следующие проблемы.

1. Нет количественного описания процессов перезарядки тяжелых ионов при прохождении через различные среды, включая плотностные эффекты и зарядовые распределения частиц в веществе и на выходе из мишени.

2. Требуют дальнейшего изучения и уточнения аномалии в распределении тяжелых ионов, в частности, поведение ширины зарядового распределения ионов и равновесных зарядов, особенно для тяжелых ионов тяжелее Хе, где наблюдается уменьшение средних зарядов по сравнению с предсказываемыми значениями.

3. Изучение перезарядки тяжелых ионов в среде в области промежуточных энергий (20—50 МэВ/А) привело к наблюдению высокой вероятности образования водородо- и гелийподобных атомов на выходе тонких мишеней (до 150—200 мкг/см²), причем обдирка на более легких мишенях происходит хуже, чем это наблюдалось для тяжелых ионов в области энергий до 10 МэВ/А.

4. Требует дальнейшего изучения поведение средних и равновесных зарядов продуктов ядерных реакций с тяжелыми ионами в различных средах в широкой области атомных номеров, особенно в области трансурановых элементов.

5. Большого внимания требуют проблемы изучения процессов, сопутствующих прохождению тяжелых ионов через вещество, и структурных изменений в материале мишени при прохождении ионов различной зарядности.

ПРИЛОЖЕНИЕ

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ И ЭФФЕКТИВНЫЙ ЗАРЯД ЧАСТИЦ

Для тяжелых ионов, проходящих через вещество, энергетические потери вызваны в основном дискретными случайными столкновениями. Статистическая природа ионизации и процессов возбуждения как атомов мишени, так и атомов снаряда приводит к флуктуации энергетических потерь ионов, их стреглингу [79, 80].

Наряду с фундаментальным интересом к процессу атомных столкновений знание стреглинга энергетических потерь необходимо для большинства экспериментов, базирующихся на ускорителях [39]. Стреглинг энергетических потерь определяет ограничения на Z -разрешение ΔE -детекторов и степень разделения ионного пучка. Процессы изменения заряда ионов в газах, т. е. флуктуации зарядовых состояний, вносят доминирующий вклад в стреглинг. Основной вклад в энергетические потери ионов вносят дальние взаимодействия, в то время как на стреглинг влияют ближние столкновения с атомами среды.

Рассмотрим связь среднего равновесного заряда, определяемого по ионизации тяжелого иона, и эффективного заряда, определяемого из энергетических потерь. Электронное тормозное сечение тяжелых ионов в среде S_e (в дальнейшем будем обозначать просто S) тесно связано с их зарядовыми состояниями.

В энергетической области Бете — Блоха тормозное сечение пропорционально квадрату эффективного заряда (q_{ef}) иона:

$$S = q_{ef}^2 f, \quad (26)$$

где f — функция энергии ионов и среднего потенциала ионизации, скорректированная на зависимость от Z_p -и Z_t -среды. Считая, что функции f равны для легких частиц (LI) и для тяжелых ионов (HI) при одной и той же скорости в данной среде, эффективный заряд тяжелых ионов можно определить как

$$(q_{ef})_{HI} = (q_{ef})_{LI} (S_{HI}/S_{LI})^{1/2}. \quad (27)$$

Обычно сравнение проводится с легким ионом — протоном [81]. В таком случае

$$S_{HI} = (q_{ef})^2 S_p, \quad (28)$$

причем S_{HI} и S_p — тормозные сечения тяжелых ионов и протонов при той же самой скорости и в той же самой среде.

Эффективный заряд, как его впервые ввел Бор, характеризовался средним зарядом в течение процесса его замедления. Считая, что q_{ef} должен быть равен среднеквадратичному равновесному заряду \bar{q} , в первом приближении для газов можно считать, что $q_{ef} = Z_p^{1/3} v_p/v_0$ и не зависит от Z_t среды.

Более поздние расчеты Зиглера [83] с несколько видоизмененным критерием Бора, определяют q_{ef} в виде:

$$q_{ef} = Z_p \{1 - \exp(v_2) [1,034 - 0,177 \exp(-0,08114 Z_p)]\},$$

где $v_2 = v_1 + 0,0378 \sin(0,5 v_1 \pi)$; $v_1 = 0,886(v_p/v_0) Z_p^{-2/3}$; v_0 — скорость Бора.

Однако точность таких расчетов ограничена независимостью q_{ef} от Z_t тормозящей среды. Хорошее согласие, полученное между измеряемым \bar{q} и расчетным q_{ef} в легких газах [47, 48], было позднее принято как физическое обоснование равенства [28]. Действительно, для тяжелых ионов \bar{q} и q_{ef} имеют общие тенденции [80, 81], а именно как и для \bar{q} :

1) q_{ef} плавно возрастает при прохождении в более легких тормозящих средах (с уменьшением Z_t), причем с ростом энергии эта зависимость проявляется более резко;

2) при энергиях, близких к 1 МэВ/А, и в других энергетических интервалах четко проявляются осцилляции q_{ef} от Z_t (рис. 22).

Наблюдаемые на опыте фазы осцилляции S_{HI} проявляются в тех же самых положениях, что и для тормозных способностей α -частиц с максимумами в области $Z_t \simeq 20, 40$ и 60 , и характеризуются структурой атомных оболочек среды. Однако фазы осцилляций для \bar{q} и S_{HI} от Z_t различны. Если фазы осцилляций S_{HI} почти не зависят от E_p и Z_p [80, 82], то в \bar{q} они варьируют с E_p и Z_p , причем максимумы осцилляций в \bar{q} [6] соответствуют максимуму сечений захвата (σ_e), для оценки которых необходимо учитывать вакансии на электронных оболочках иона (рис. 23).

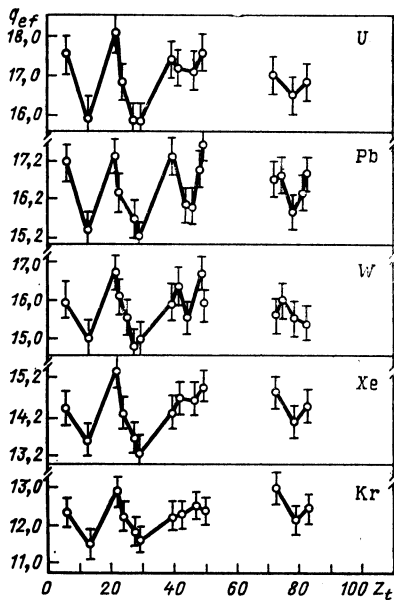


Рис. 22. Значения q_{ef} для различных тяжелых ионов с энергией 0,6 МэВ/А в зависимости от Z_t среды

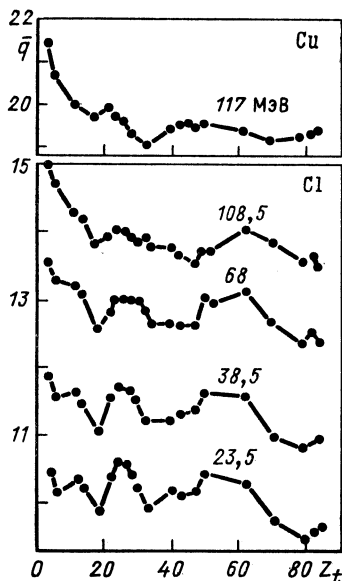


Рис. 23. Средние равновесные значения \bar{q} для тяжелых ионов Cu (117 МэВ) и Cl от 23,5 до 108,5 МэВ, прошедших различные твердотельные мишени

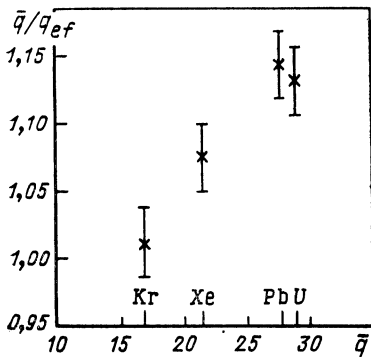


Рис. 24. Сравнение значений \bar{q}/q_{ef} и \bar{q} для различных тяжелых ионов (Kr, Xe, Pb и U) с энергией 1,4 МэВ/А при прохождении в аргоне

На рис. 22 представлены экспериментальные значения q_{ef} для ионов U, Pb, W, Xe и Kr с энергией 0,6 МэВ/А в различных твердых мишенях. Четко наблюдается систематическая Z_t -зависимость q_{ef} (10 ÷ 20 %), отражающая в основном разницу в Z_t -осцилляциях, по сравнению с протонами при той же скорости.

Значения q_{ef} в газах также ниже, чем в твердотельных мишенях [80]. Различие газ—твердое тело в q_{ef} более очевидно с ростом энергии ионов [81], когда

Z_T -осцилляции в S_{HI} несколько смазаны, за исключением самых легких мишеней [82]. Все это требует пересмотра теоретических представлений и введения учета Z_T -осцилляций в q_{ef} .

На рис. 24 показано сравнение экспериментальных значений q_{ef} и \bar{q} для ионов Kг, Хе, Рь и U с энергией 1,4 МэВ/А в аргоне [81]. Из рисунка видно, что есть совпадение этих величин для относительно легких ионов до Kг, в то время как для более тяжелых ионов \bar{q} выше q_{ef} . Для ионов свинца и урана это различие достигает 15 %.

Если q_{ef} интерпретировать как среднее значение заряда внутри мишени, то различие между q_{ef} и \bar{q} следует связывать с эмиссией оже-электронов остаточных возбуждений атомов, вышедших из мишени.

Однако, как отмечено в [82], не вполне ясен смысл самого параметра эффективного заряда иона. Дело в том, что в расчетах зависимости тормозного сечения иона от $q_{ef} \sim f(Z_p)$ при низких энергиях в аппроксимирующих функциях отбрасываются более высокие степени зависимости от Z_p , а это значит, что q_{ef} нельзя идентифицировать со средним значением заряда внутри мишени.

При промежуточных энергиях (например, 25 МэВ/А для Ag) для достижения согласия в тормозных сечениях [82] необходимо считать, что эффективный заряд должен быть на несколько процентов ниже среднего значения q , определяемого из ионизации. При таких неопределенных условиях нельзя связывать количественно разницу в величинах q_{ef} и \bar{q} с числом эмитируемых оже-электронов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Месси Г., Бархон Е. Электронные и ионные столкновения: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1958.
2. Мотт Н., Месси Г. Теория атомных столкновений: Пер. с англ. М.: Мир, 1969.
3. Ахизер И. А., Давыдов Л. Н. Введение в теоретическую радиационную физику металлов и сплавов. Киев: Наукова Думка, 1985.
4. Оцуки Е.-Х. Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами. Пер. с англ. М.: Мир, 1985.
5. Wittkower A. B., Betz H.-D.//Atomic Data. 1973. Vol. 5. P. 113—166.
6. Shima K., Mikumo T., Tawara H.//Atomic Data and Nucl. Data Tables. 1986. Vol. 34. P. 357—391.
7. Николаев В. С.//УФН. 1965. Т. 84. С. 679—720.
8. Николаев В. С.//ЖЭТФ. 1966. Т. 51. С. 1263—1279.
9. Betz H.-D.//Rev. Mod. Phys. 1972. Vol. 44. P. 465—539.
10. Delaunay B.//Nucl. Instrum. and Methods. 1977. Vol. 146. P. 101—113.
11. Bohr N.//Phys. Rev. 1940. Vol. 58. P. 654—655; Ibid. 1941. Vol. 59. P. 270—272.
12. Lamb W. E.//Phys. Rev. 1940. Vol. 58. P. 696—702.
13. Lassen N. O.//Phys. Rev. 1950. Vol. 79. P. 1016—1017.
14. Clark R. B., Grant I. S., King R. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1976. Vol. 133. P. 17—24.
15. Майдинов В. З., Гофман Ю. В., Попеко Г. С., Скобелев Н. К.//ПТЭ. 1979. № 4. С. 68—72.
16. Ishihara T., Shima K., Kimura T. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 204. P. 235—243.
17. Петров Л. А., Карнаухов В. А., Богданов Д. Д.//ЖЭТФ. 1970. Т. 59. С. 1926—1931.
18. Ghiorso A., Leino M., Yashita S., Armbruster P. e.a.//GSI Scientific Report. 1982. GSI 83—1. P. 70; Ghiorso A., Yashita S., Leino M. E. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1988. Vol. A269. P. 192—201.

19. Ryding G., Wittkower A. B., Rose P. H.//Phys. Rev. 1969. Vol. 185. P. 129—134.
20. Bohr N.//Kgl. danske vid. selskab. Mat.-fys. medd. 1948. Vol. 18, N 8.
21. Bell G. I.//Phys. Rev. 1953. Vol. 90. P. 548—557.
22. Brunings J. H., Knipp J. K.//Phys. Rev. 1941. Vol. 59. P. 919.
23. Betz H.-D., Schmelzer Ch.//Unilac Report 1—67, 1967. Universität Heidelberg.
24. Дмитриев И. С., Николаев В. С.//ЖЭТФ.1964. Т. 47. С. 615—623.
25. Betz H.-D., Hortig Y., Leischner E. e.a.//Phys. Lett. 1966. Vol. 22. P. 643—644.
26. Nikolaev V. S., Dmitriev I. S.//Phys. Lett. 1968. Vol. 28A. P. 277—278.
27. To K. X., Drouin R.//Phys. Scripta. 1976. Vol. 14. P. 277—280; Nucl. Instrum. and Methods. 1979. Vol. 160. P. 461—463.
28. Baron E.//J. Phys Colloque CI. 1979. Suppl. 40. P. C1—163.
29. Sayer O.//Rev. Phys. Appl. 1977. Vol. 12. P. 1543—1546.
30. Shima K., Ishihara T., Mikumo T.//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 200. P. 605—608.
31. Baron E., Delaunay B.//Phys. Rev. 1975. Vol. A12. P. 40—44.
32. Martin J. A., Auble R. L., Erb K. A. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1986. Vol. A244. P. 187—191.
33. Белозеров А. В., Борча К., Винцоур И. и др. Сообщение ОИЯИ P7-88-388. Дубна, 1988.
34. Franzke B.//GSI Scientific Report 1982. GSI 83-1. P. 162.
35. Langevin M., Anne R.//Preprint GANIL P. 84. 16.
36. Bimbot R., Della-Negra S., Agyer P. e.a.//Z. Phys. A—Atoms and Nuclei. 1985. Vol. 322. P. 443—453.
37. Rozet J. R., Chetioui A., Bouisset R. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58. P. 337—340.
38. Shima K., Ishiara T., Miyoshi T., Mikumo T.//Phys. Rev. 1983. Vol. A28. P. 2162—2168.
39. Baron E.//IEEE Trans. 1979. Vol. NS-26. P. 2411—2413.
40. Baudinet-Robinet Y.//Nucl. Instrum. and Methods. 1981. Vol. 190. P. 197—202.
41. Shima K., Ishihara T., Mikumo T.//Nucl. Instrum. and Methods. 1984. Vol. 230 (B2). P. 222—226.
42. Baudinet-Robinet Y., Garnir H. P., Dumont P. D. e.a.//Phys. Lett. 1977. Vol. 63A. P. 19—22.
43. Baudinet-Robinet Y.//Phys. Rev. 1982. Vol. A26. P. 62—71.
44. Moak C. D., Lutz H. O., Bridwell L. B. e.a.//Phys. Rev. 1968. Vol. 176. P. 427—432; Phys. Rev. Lett. 1967. Vol. 18. P. 41—43.
45. Grodzins L., Kalish R., Murnick D. e.a.//Phys. Lett. 1967. Vol. 24 B. P. 282—285.
46. Datz S., Moak C., Lutz H. D. e.a.//Atomic Data. 1971. Vol. 2. P. 273.
47. Bohr N., Lindhard J.//Kgl. danske vid. selskab. Mat.-fys. medd. 1954. Vol. 28, No 7.
48. Betz H.-D., Grodzins L.//Phys. Rev. Lett. 1970. Vol. 25. P. 211—214.
49. Della-Negra S., Le Beyec Y., Monart B. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58. P. 17—20.
50. Ryding Y., Wittkower A. B., Rose P. H.//Phys. Rev. 1971. Vol. A3. P. 1658—1965.
51. Carlson T. A., Hunt W. E., Krause M. O. e.a.//Phys. Rev. 1966. Vol. 151. P. 41—47.
52. Stiebing K. E., Bethge K., Bokemeyer H. e.a.//GSI Scientific Report. 1986. GSI 87-1. P. 172.
53. Chmielewka D., Suikowski Z., Janssens R. V. F e.a.//Nucl. Phys. 1981.

- Vol. A366. P. 142—170; Ernst H., Hennig W., Davids C. N.//Phys. Lett. 1982. Vol. 119B. P. 307—310.
54. Freedmann M. S.//Ann. Rev. Nucl. Sci. 1974. Vol. 24. P. 209—247.
55. Bethge K., Bösser A., Bokemeyer H. e.a.//Nachrichten (GSI). 1987. GSI 01—87. P. 19—22.
56. Wiclawick W.//Compt. Rend. Acad. Sci. Paris. 1968. Vol. 266. P. 557—578.
57. Скобелев Н. К., Майдигов В. З., Попеко Г. С. и др.//ЯФ. 1979. Т. 29. С. 615—619.
58. Skobelev N. K.//Proceedings of the Intern. Symposium on Nucl. Reac. Balatonfüred (Hungary). June 27 — July 1, 1977/Ed. by L. P. Csernai. Budapest. 1978. P. 319—326.
59. Sowinski M., Skobelev N. K.//Nukleonika. 1980. Vol. 25. P. 1001—1010.
60. Майдигов В. З., Суловицкая Н. Т., Немец О. Ф. и др. Препринт ОИЯИ Д7-80-556. Дубна, 1980.
61. Майдигов В. З., Суловицкая Н. Т., Скобелев Н. К., Немец О. Ф.//ЯФ. 1982. Т. 36. С. 1103—1108.
62. Skobelev N. K., Maidikov V. Z., Surovitskaya N. T.//Z. Phys. A—Atoms and Nuclei. 1983. Vol. 314. P. 5—7.
63. Wohlfahrt H., Lang W., Dann H. e.a.//Z. Phys. A—Atoms and Nuclei. 1979. Vol. 287. P. 153—163.
64. Белозеров А. В., Скобелев Н. К., Пенионжкевич Ю. Э. и др.//Физика тяжелых ионов—85. Сборник аннотаций. Препринт ОИЯИ P7-86-322. Дубна, 1986. С. 54.
65. Скобелев Н. К., Бугаев Д. В., Майдигов В. З., Суловицкая Н. Т.//Международная школа-семинар по физике тяжелых ионов. Сборник аннотаций. Препринт ОИЯИ Д7-86-434. Дубна, 1986. С. 94—95.
66. Maidikov V. Z.//Proceedings of the Intern. Symposium on In-Beam Nuclear Spectroscopy. Debrecen, Hungary, May 14—18. 1984/Ed. by Zs. Dombradi and T. Fenyes. Academiai Klado, Budapest, 1984. Vol. 2. P. 477—483.
67. Бугаев Д. В., Майдигов В. З., Скобелев Н. К., Суловицкая Н. Т.//Тезисы XXXVII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (Юрмала, 14—17 апреля 1987 г.). Л.: Наука. 1987. С. 257.
68. Habs D., Metag V., Specht H. J., Ulfert G.//Phys. Rev. Lett. 1977. Vol. 38. P. 387—389; Ulfert G., Habs D., Metag V. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1978. Vol. 148. P. 369—379.
69. А.с. 708857 СССР. Анализатор продуктов ядерных реакций/Н. К. Скобелев, В. З. Майдигов//ОИПОТЗ. 1980. № 30. С. 343.
70. Münzenberg G., Faust W., Hessberger F. R. e.a.//Nucl. Instrum. and Methods. 1981. Vol. 186. P. 424—433.
71. Yeregin A. V., Andreyev A. N., Bogdanov D. D. e.a.//Preprint JINR E15-88-137. Dubna, 1988.
72. Stolterfoht N., Schneider D., Burch D. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1974. Vol. 33. P. 59—62.
73. Schmidt S., Kelbch C., Kraft G. e.a.//Scientific Report GSI-1987, GSI 88-1, March 1988. P. 184.
74. Kozhuharov C.//Quantum Electrodynamics of strong fields/Ed. by W. Greiner. Plenum Publ. Corporation. 1983. P. 317—333.
75. Schnopper H. W., Betz H.-D., Delvaile J. P. e.a.//Phys. Rev. Lett. 1972. Vol. 29. P. 898—901.
76. Meyehof W. E.//Phys. Rev. Lett. 1973. Vol. 30. P. 1279—1282; 1974. Vol. 32. P. 1279—1282.
77. Frank W., Gippner P., Kaun K.-H. e.a.//Phys. Lett. 1975. Vol. 59 B.

Р. 41—44; Каун К.-Г.//Труды Междунар. школы-семинара по взаимодействию тяжелых ионов с ядрами и синтез новых элементов (Дубна, 1975 г.). ОИЯИ Д7-9734, Дубна, 1976. С. 245—252.

78. Parilis E. S.//Proc. of the VI Intern. Conf. on Physics of Electronic and Atomic Collisions. Cambridge, 1969. P. 835—840.

79. Geissel H., Laichter Y., Schneider W. F. W., Armbruster P.//Nucl. Instrum. and Methods. 1983. Vol. 215. P. 329—335.

80. Geissel H., Laichter Y., Schneider W. F. W., Armbruster P.//Nucl. Instrum. and Methods. 1982. Vol. 194. P. 21—29.

81. Geissel H., Laichter Y., Schneider W. F. W., Armbruster P.//Phys. Lett. 1983. Vol. 99A, N 2, 3. P. 77—80.

82. Bimbot R., Gauvin H., Orliange I.//Nucl. Instrum. and Methods. 1986. Vol. B17. P. 1—10.

83. Ziegler J. F. Handbook of Stopping Cross Sections for Energetic Ions in all Elements. N.Y.: Pergamon Press, 1980.