

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

4538 / 2-80

22/9-80

P7-80-404

Е.Д.Донец, В.П.Овсянников

ИССЛЕДОВАНИЕ
ИОНИЗАЦИИ ПОЛОЖИТЕЛЬНЫХ ИОНОВ
C, N, O, Ne, Ar, Kr И Xe
ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

Направлено в ЖЭТФ

1980

Донец Е.Д., Овсянников В.П.

P7-80-404

Исследование ионизации положительных ионов С, N, O, Ne, Ar, Kr и Хе электронным ударом

Дано описание методики измерения эффективных поперечных сечений ионизации положительных ионов электронным ударом в электростатической ионной ловушке, образованной пространственным зарядом электронного пучка.

Приведены результаты измерения энергетических зависимостей указанных сечений для всех положительных ионов С, N, O, Ne/за исключением Ne¹⁺/ в интервале энергий электронов от 2 до 8÷10 кэВ. Для ионов Ar / от Ar³⁺ до Ar¹⁷⁺/ получены значения эффективных сечений при энергии электронов 11 кэВ, а для Ar¹⁵⁺, Ar¹⁶⁺, Ar¹⁷⁺ - при энергии 7,8 кэВ.

Получены качественные результаты по измерению эффективных сечений ионизации Kr / до Kr³³⁺/ и Хе /до Хе⁴⁷⁺/ . Экспериментальные результаты сравниваются с теоретическими.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1980

Donets E.D., Ovsyannikov V.P.

P7-80-404

A Study of the Ionization of C,N,O,Ne,Ar,Kr and Xe Positive Ions by Electron Impact

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы заметно возрос интерес к исследованию ионизации положительных ионов электронным ударом. Знание величин эффективных поперечных сечений ионизации ионов с зарядностью $q(\sigma_{q \rightarrow q+1})$ при столкновении с быстрыми электронами в широком интервале значений q для многих элементов и энергии электронов E_e необходимо в настоящее время для диагностики высокотемпературной плазмы различного рода объектов как наземного, так и космического происхождения, для успешной разработки источников многозарядных ионов и пр.

Обзор теоретических аспектов проблемы дан, например, в последних работах Базилева и Чибисова^{/1,2/}.

До недавнего времени основным методом экспериментального измерения эффективных сечений $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ был метод пересекающихся ионного и электронного пучков^{/3/}. Основным достоинством этого метода является хорошее энергетическое разрешение^{/4/}, основным недостатком - относительно низкая чувствительность. В результате до последнего времени экспериментально исследовались процессы с участием ионов не более двух-трехзарядных^{/5-7/}. Лишь в 1979 году появилась работа Крендалла^{/8/} и др., где в качестве ионного источника был использован источник типа Пеннинга и начаты исследования несколько более высокозарядных ионов.

Настоящая работа представляет собой продолжение начатых ранее^{/9-12/} экспериментов как в плане совершенствования методики, так и расширения объема исследований.

Ниже приведено описание методики измерения и результаты для всех положительных ионов С, N, O, Ne и Ar за исключением Ne¹⁺ и Ar^{1+,2+}, а также качественные данные для Kr и Хе. Проведено сравнение с теоретическими значениями в тех случаях, когда последние имеются.

1. ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ МЕТОДИКИ

Эксперименты по разработке методики и измерению эффективных поперечных сечений ионизации выполнялись на специально созданном для исследовательских целей криогенном электронно-лучевом ионизаторе ¹¹Крион-2^{11/9/}, устройство которого в общих чертах повторяет устройство ионизатора ¹¹Крион^{10,11}. Методика проведения измерений также была ранее описана^{/11,12/}. Поэтому ниже при изложении методического материала основное внимание уделено совершенствованию методики с целью получения достоверных результатов.

Порция ионов исследуемого элемента вводилась в начальный момент времени в электронный пучок за период времени, обычно составляющий 0,1-1 мс. Как правило, к концу инжекции в электронном пучке оказывалась смесь ионов с относительно низкими зарядностями ($1 \leq q \leq 4$).

Ионы удерживались в электростатической ловушке и подвергались бомбардировке электронами пучка, имеющими определенную энергию (E_e). При этом зарядности ионов увеличивались, и если энергия электронов была достаточно велика, то все они могли достигнуть ядерного состояния.

Зарядовый состав ионов непосредственно после окончания ввода измерялся спектрометром, работающим по времени пролета /ВПМС/. Для этого из области ионизации выводились все имеющиеся там ионы и направлялись в ВПМС. Сигнал тока ионного сгустка на выходе ионизатора имел полуширину $40 \div 50$ мкс. Для анализа по времени пролета вырезается узкий временной пакет ионов ~ 100 нс. Поэтому для получения достоверной информации о распределении числа ионов по зарядностям во всем ионном сгустке было необходимо 5-6 циклов, при этом каждый раз испытывались различные временные участки ионного сигнала. ВПМС обычно работал в токовом режиме, так что амплитуда каждой линии в спектре зарядностей, регистрируемом на экране осциллографа, была пропорциональна суммарному электрическому заряду ионов данной зарядности в пакете.

Спектр зарядностей трансформировался в нормированное на 1 распределение числа ионов в сгустке по зарядностям /зарядовое распределение/ следующим образом:

$$n_q = \frac{\frac{1}{q} \sum_{k=1}^a A_q^{(k)}}{\sum_{q_{\min}}^{q_{\max}} \frac{1}{q} \sum_{k=1}^a A_q^{(k)}}; \quad \sum_{q_{\min}}^{q_{\max}} n_q \equiv 1,$$

где n_q - нормированное на 1 число ионов зарядности q ; $A_q^{(k)}$ - амплитуда линии пакета ионов зарядности q в k -ом испытании; a - число испытаний; q_{\min} , q_{\max} - минимальная и максимальная зарядности ионов в сгустке.

Полученное таким образом зарядовое распределение принималось за исходное. В любой момент времени, отсчитываемого от конца процесса инжекции (t_i) другого цикла ионизации, аналогичное исходному может быть измерено новое зарядовое распределение ионов в ловушке электронного пучка. Вид этого распределения,

при фиксированных других параметрах, определяется только величиной t_i , которая задается, и эффективными сечениями ионизации, которые, единственно, остаются неизвестными и извлекаются из результатов измерений.

При описании кинетики процесса ионизации во всех случаях, кроме ионизации метастабилей, время ион-электронного взаимодействия t_i и плотность потока электронов в пучке j играют одинаковую роль. Поэтому в качестве переменной удобно использовать фактор ионизации ($j t_i$).

Если предположить, что в одном столкновении электрона с ионом возможно удаление от 1 до нескольких электронов, то кинетическое уравнение для числа ионов n_q будет иметь следующий вид:

$$\frac{dn_q}{d(j t_i)} = - \sum_{f=1}^{f_{\max}} n_q \sigma_{q \rightarrow q+f} + \sum_{r=1}^{r_{\max}} n_{q-r} \sigma_{q-r \rightarrow q}, \quad /1/$$

где f - число электронов, одновременно удаляемых из иона зарядности q , f_{\max} - максимально возможное число таких электронов, а $\sigma_{q \rightarrow q+f}$ - сечение такого процесса; r - число электронов, одновременно удаляемых из иона зарядности $q-r$, r_{\max} - максимально возможное число таких электронов, а $\sigma_{q-r \rightarrow q}$ - сечение такого процесса.

В частном случае последовательной ионизации

$$\frac{dn_q}{d(j t_i)} = -n_q \sigma_{q \rightarrow q+1} + n_{q-1} \sigma_{q-1 \rightarrow q}. \quad /1a/$$

Для нахождения всех неизвестных величин σ , входящих в уравнение /1/, удобно экспериментально измерить зависимости $n_q = f(j t_i)$ для всех входящих в уравнение q , т.е. получить картину эволюции зарядового распределения /ЗР/.

На рис.1 в качестве примера приведен полученный экспериментально вид ЗР ионов азота. В картине эволюции можно сделать ровно столько вертикальных сечений, сколько необходимо для получения из экспериментальных данных всех коэффициентов

$(n_q, \frac{dn_q}{d(j t_i)})$ системы x -уравнений /1/, если отыскивается x

неизвестных величин σ . В этом случае система /1/ является канонической и единственность решения обратной задачи ионизации не вызывает сомнения, но весьма сложно найти величину ошибки $\Delta \sigma$. Если учесть, что картина эволюции обычно намного

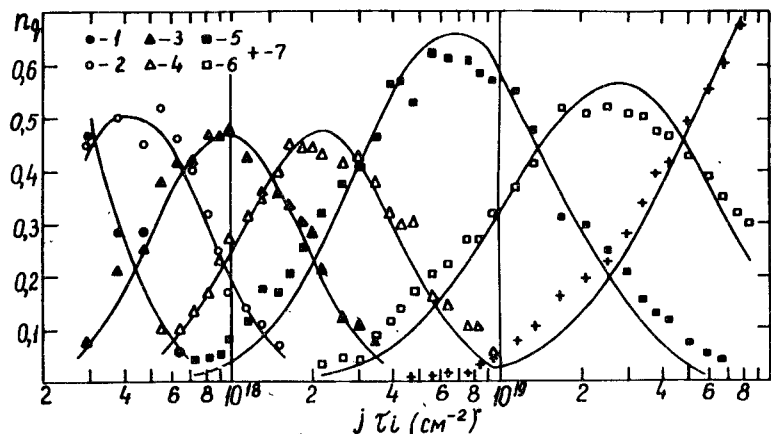


Рис.1. Картина эволюции зарядового распределения ионов азота / $E_e = 5,45$ кэВ/.

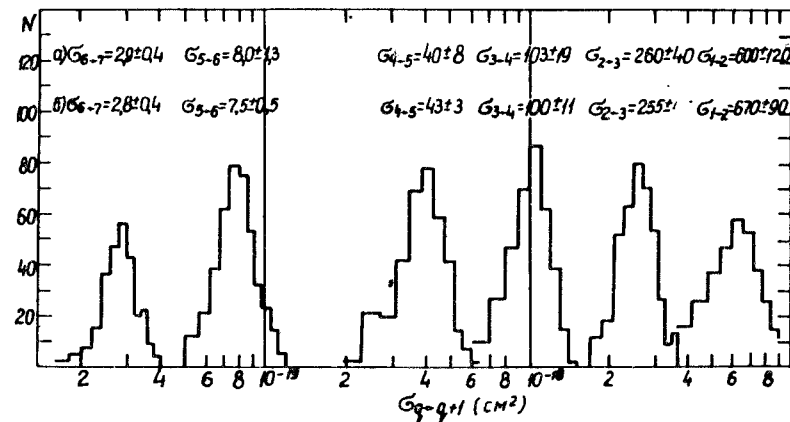


Рис.2. Гистограммы величин $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ для ионов азота / $E_e = 5,45$ кэВ/.

богаче, чем это необходимо для указанного выше случая, т.е. можно сделать больше различных ее вертикальных сечений, то появляется возможность составить несколько (M) систем уравнений /1/, причем решение каждой системы дает свой набор x неизвестных величин σ . Если считать все M систем равноправными при нахождении неизвестных σ , то в результате мы получаем M значений для каждой величины σ . Эти M значений определяют некоторую усредненную по всему эксперименту /для всех $j \tau_i$ / величину σ и вероятное отклонение $\Delta \sigma$ от этой величины.

В качестве иллюстрации может служить ЭЗР азота /рис.1/, которая обработана в модели последовательной ионизации в соответствии с системой уравнений /1а/. На рис.2 приведены гистограммы величин $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ /число значений на интервал/ и указаны полученные таким образом величины $\sigma_{q \rightarrow q+1} \pm \Delta \sigma_{q \rightarrow q+1}$, обозначенные а/.

Б.Бочев с соавторами /13,14/ рассмотрели математические модели многократной ионизации положительных ионов электронным ударом в ионной ловушке. При решении обратной задачи находится такой набор σ , который, будучи поставленным в условие прямой задачи, дает наименьшее отклонение восстановленной таким образом картины эволюции зарядового распределения от экспериментальной картины. Нахождение приближенного решения обратной задачи Бочев Б. и соавторы осуществляют на основе регуляризованных итерационных процессов типа Гаусса-Ньютона /15/. Для получения на ЭВМ численных результатов авторами работы /14/ создана про-

грамма CHARGE, основанная на программе COMPIL /16,17/. Сложность в этом случае возникает при доказательстве единственности решения, к которому сходится регуляризованный итерационный процесс.

На рис.2 /обозначение б/ приведены найденные по программе CHARGE решения обратной задачи ионизации азота на основе эволюции рис.1 в модели последовательной ионизации. Мы видим, что решения а/ и б/ в пределах ошибок совпадают.

Выбор модели ионизации, в которой ведется решение обратной задачи, в каждом конкретном случае может иметь свое обоснование. Но, конечно, идеальным было бы решение наиболее общей системы уравнений /1/ со всеми энергетически разрешенными f_{\max} , Γ_{\max} . При этом отсутствие в том или ином случае заметного вклада двух-, трех- /и более/ электронной ионизации в эволюцию зарядового распределения соответствовало бы близости к 0 соответствующего эффективного поперечного сечения.

В экспериментальных исследованиях было обнаружено, что в общем случае процесс ионизации характеризуется некоторой скоростью потерь ионов из ловушки. Причем чем выше скорость потерь, тем медленнее эволюционируют зарядовые распределения. Учет этих явлений имеет первостепенное значение при анализе ЭЗР с целью извлечения из них эффективных поперечных сечений ионизации. Экспериментально было установлено, что скорость потерь резко возрастает при приближении значения электронного тока пучка

(I_0) к некоторому критическому значению ($I_0^{(кр)}$) и скорость потерь больше при большем уровне компенсации пространственного заряда электронами ионным пространственным зарядом (η). В связи с этим получение картин ЭЗР всегда велось при $I_0 < I_0^{(кр)}$, а зависимость ЭЗР от степени компенсации специально исследовалась. В частности, были получены картины ЭЗР ионов азота при $E_0 = 5,45$ кэВ в широком интервале изменения начальной степени компенсации $\eta_{\tau_i=0}$.

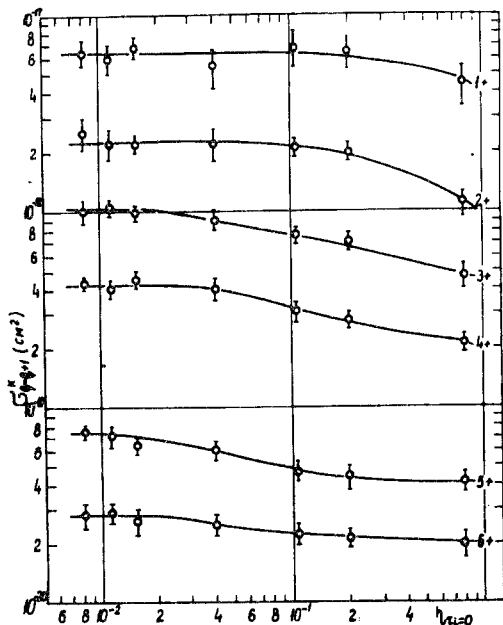


Рис. 3. Зависимость величин $\sigma_{q \rightarrow q+1}^{(k)}$ от $\eta_{\tau_i=0}$ для ионов азота / $E_0 = 5,45$ кэВ/.

ряды в ловушке (Q^+) и средней зарядности ионов (\bar{q}) от времени ионизации (τ_i). Оказалось, что отношение Q^+/\bar{q} , представляющее собой число ионов в ловушке, сохраняется в течение всего процесса ионизации, т.е. потери ионов отсутствуют /рис. 4/.

Таким образом, были найдены условия, при которых ЭЗР формируется определенными порциями ионов, в которых все ионы от момента $\tau_i = 0$ до конца процесса ионизации находятся в ионной

Семейство картин ЭЗР для различных $\eta_{\tau_i=0}$ было обработано по модели последовательной ионизации с целью извлечения кажущихся величин $\sigma_{q \rightarrow q+1}^{(k)}$. На рис. 3 показаны зависимости $\sigma_{q \rightarrow q+1}^{(k)} =$

$f(\eta_{\tau_i=0})$. Мы видим, что величины $\sigma_{q \rightarrow q+1}^{(k)}$ возрастают при уменьшении $\eta_{\tau_i=0}$, асимптотически приближаясь к некоторым значениям при $\eta_{\tau_i=0} = 0$. В условиях, когда $\sigma_{q \rightarrow q+1}^{(k)}$ уже практически не зависели от $\eta_{\tau_i=0}$ /при $\eta_{\tau_i=0} = 10^{-2}$ /, была измерена скорость потерь ионов из ловушки в процессе ионизации. Для этого в отсутствие фона были измерены зависимости суммарного ионного за-

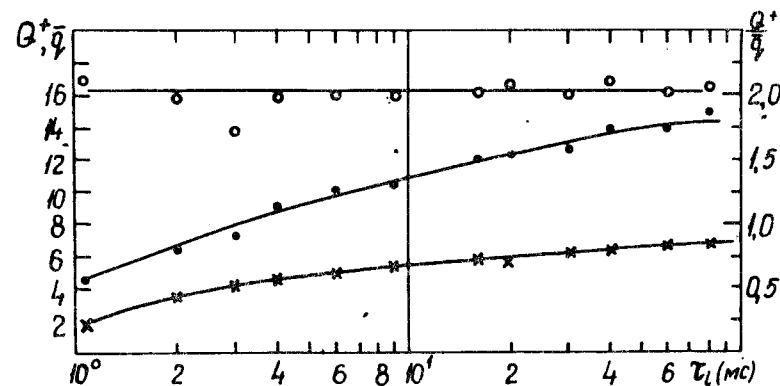


Рис. 4. Зависимости ионного заряда в ловушке ($Q^+ - x$), средней зарядности ионов ($\bar{q} - \bullet$) и числа ионов ($Q^+/q - \square$) от τ_i при $\eta_{\tau_i=0} = 10^{-2}$.

ловушке и взаимодействуют с пучком быстрых электронов. Полученные в таких условиях значения $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ естественно считать истинными значениями эффективных поперечных сечений ионизации положительных ионов электронным ударом.

Все приведенные ниже экспериментальные результаты по измерениям $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ для всех ионов, за исключением ионов Кг и Хе, получены в таких условиях.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

1/. Углерод, азот, кислород, неон. Для исследования ионизации в качестве рабочих веществ

использовались, как правило, молекулярные газы, в частности, для ионизации углерода использовался метан CH_4 . Поэтому при анализе картин ЭЗР за исходные принимались зарядовые распределения, в которых молекулярные ионы уже полностью отсутствовали.

Все картины ЭЗР указанных элементов обработаны по модели последовательной ионизации. Удовлетворительное совпадение экспериментальных ЭЗР и восстановленных при соответствующем наборе величин $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ говорит о том, что эта модель в общем правильно передает процесс перехода низших зарядовых состояний в высшие /см. рис. 1/. На рис. 5, 6, 7 и 8 соответственно для С, N, O и Ne приведены полученные описанной выше методикой экспериментальные зависимости величин $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ от энергии бомбардирующих электронов.

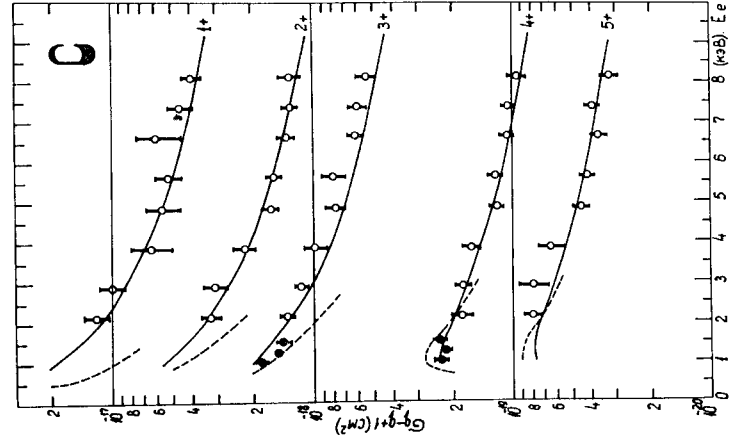


Рис.5. Энергетические зависимости величин $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ для ионов углерода: О-наши данные, / — /-Лотц /²¹/, ● - данные Крендалла /⁸/, /---/-Сэллоп /²²/.

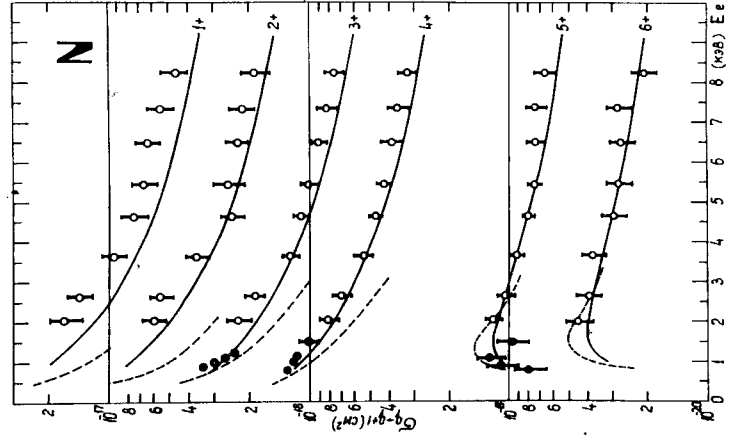


Рис.6. Энергетические зависимости величин $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ для ионов азота: О-наши данные, / — /-Лотц /²¹/, ● - данные Крендалла /⁸/, /---/-Сэллоп /²²/.

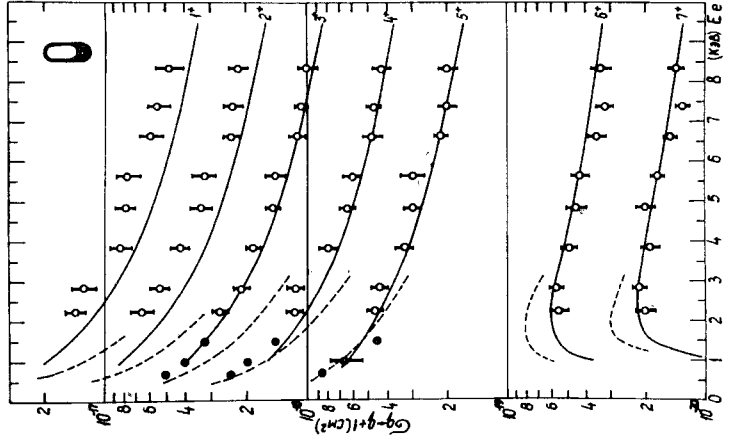


Рис.7. Энергетические зависимости величин $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ для ионов кислорода: О-наши данные, / — /-Лотц /²¹/, ● - данные Крендалла /⁸/, /---/-Сэллоп /²²/.

При детальном рассмотрении рис.1 заметны некоторые систематические отличия восстановленных ЭЗР от экспериментальных, характерные также и для других ЭЗР азота и других элементов. Отличия состоят в том, что экспериментальные точки ложатся, как правило, несколько выше соответствующих кривых $n_q = f(jr_i)$ восст. в областях значений jr_i , соответствующих появлению в спектре ионов с зарядностью q , и в областях значений jr_i , при которых заканчивается процесс "выгорания" этих ионов. Это можно рассматривать как свидетельство наличия процесса двухэлектронной ионизации, т.е. получения ионов зарядности q непосредственно из ионов зарядности $q-2$. В случае, когда в картине ЭЗР получается вся кривая $n_q = f(jr_i)$ до практически полного "выгорания" ионов зарядности q , процесс двухэлектронной ионизации из-за относительной малости величины сечения $\sigma_{q-2 \rightarrow q}$ не сказывается существенно на величинах $\sigma_{q-1 \rightarrow q}$ и $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ и модель последовательной ионизации правильно передает весь процесс перехода низших зарядностей в высшие. Но если картина ЭЗР обрывается на значениях jr_i , при которых только начинается появление ионов с зарядностью q в спектре, что соответствует, как правило,

тому, что $\frac{n_{q-2}}{n_{q-1}} \gg 1$, то процесс двухэлектронной ионизации

может в той или иной степени исказить результат при получении $\sigma_{q-1 \rightarrow q}$ в модели последовательной ионизации. С другой стороны, начала кривых $n_q = f(jr_i)$ могут быть использованы для получения величин $\sigma_{q-r \rightarrow q}$. В частности, на рис.9 для ионов неона показан конечный участок картины ЭЗР, на котором также приведена зависимость $\frac{dn_{10}}{d(jr_i)} = f(jr_i)$, которая не

полностью подобна кривой $n_9 = f(jr_i)$. Это различие в кривых может быть объяснено вкладом в образование ионов Ne^{10+} , даваемым непосредственно Ne^{8+} . Анализ показывает, что при $\sigma_{8 \rightarrow 10} \approx 3 \cdot 10^{-22} \sigma_{8 \rightarrow 9}$ и уменьшенном на 10% значении $\sigma_{9 \rightarrow 10}$ этот участок экспериментальной картины ЭЗР может стать более согласованным с восстановленной картиной ЭЗР. Однако для уверенного нахождения величин эффективных сечений двухэлектронной ионизации здесь необходимо увеличить точность измерения начальных участков кривых $n_q = f(jr_i)$.

На рис.5,6 и 7 мы привели также результаты недавних экспериментов Крендалла и др. /⁸/ в интервале энергии электронов, ближайшем к исследованному нами. Видно, что при экстраполяции на относительно небольшой интервал $E_e / 700$ эВ/ наши данные и данные Крендалла согласуются друг с другом, несмотря на то, что последние получены методом пересекающихся пучков.

Это согласие можно рассматривать как независимое подтверждение того, что разработанная нами методика измерения эффективных поперечных сечений ионизации положительных ионов

электронным ударом дает количественно правильные результаты.

Рис.8. Энергетические зависимости величин $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ для ионов неона: \circ - наши данные, /—/ - Лотц^{/21/}, /---/ - Сэллоп^{/22/}.

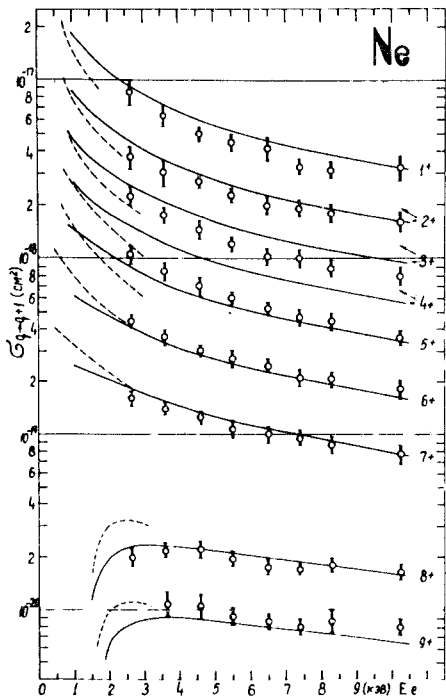
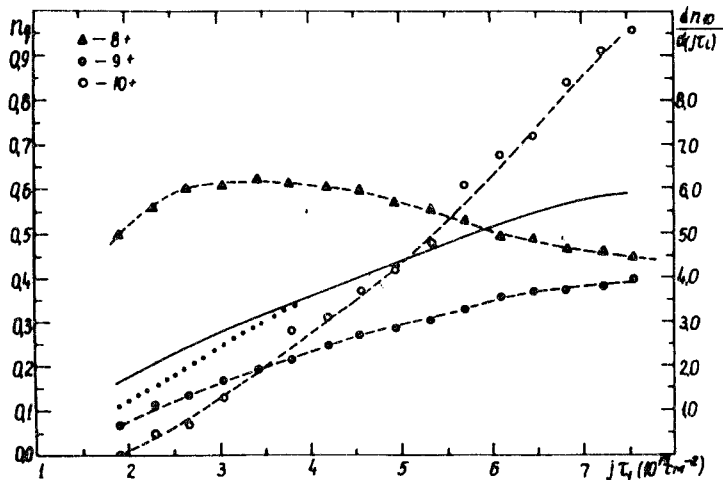


Рис.9. Участок картины ЭЗР ионов Ne. /---/ - экспериментальные n_q , ($n_{10} \times 10$).

/—/ - $\frac{dn_{10}}{d(j\tau_i)}$, (.....) - $\frac{dn_{10}}{d(j\tau_i)}$

подобно n_q .



2/ Аргон. Атом аргона с 18 электронами в оболочке представляет собой уже довольно сложную систему, в которой число возможных путей ионизации возрастает. В связи с этим картины ЭЗР получались и обрабатывались в трех различных интервалах q и соответственно $j\tau_i$: $/2 \leq q \leq 12$; $8 \leq q \leq 15$; $15 \leq q \leq 18$ / при $E_e = 11$ кэВ и частично при $E_e = 7,8$ кэВ. В связи с тем, что картина ЭЗР при 11 кэВ для первого из указанных интервалов q указывала на присутствие значительного вклада от двухэлектронной ионизации, что ранее отмечалось¹⁰, обработка этой картины велась в предположении возможности кроме основных также следующих переходов: $Ar^{4+} \rightarrow Ar^{6+}$, $Ar^{5+} \rightarrow Ar^{7+}$, $Ar^{6+} \rightarrow Ar^{8+}$, $Ar^{7+} \rightarrow Ar^{9+}$. Для остальных интервалов была применена модель последовательной ионизации.

Экспериментальные результаты для энергии электронов 11 кэВ представлены на рис.10.

Здесь же изображены результаты нашей первой работы¹⁰, для которых не указаны ошибки измерения. При $E_e = 7,8$ кэВ получены следующие значения сечений: $\sigma_{15 \rightarrow 16} = /1,40 \pm 0,21/ \cdot 10^{-20} \text{ см}^2$, $\sigma_{16 \rightarrow 17} = /1,75 \pm 0,25/ \cdot 10^{-21} \text{ см}^2$, $\sigma_{17 \rightarrow 18} = /7,4 \pm 0,9/ \cdot 10^{-22} \text{ см}^2$.

3/ Криптон, ксенон.

При ионизации Кг и Хе использовались естественные смеси изотопов. Для Кг была получена картина ЭЗР при $E_e = 8,5$ кэВ и $6 \leq q \leq 34$ ^{/18/}, для Хе - также при $E_e = 8,5$ кэВ и $9 \leq q \leq 44$ ^{/18/} и при $E_e = 18$ кэВ и $9 \leq q \leq 48$ ^{/19/}. Характерным для спектра зарядностей в этих случаях было недостаточное разрешение линий для $q > 10 \div 15$. В связи с этим из картин ЭЗР полу-

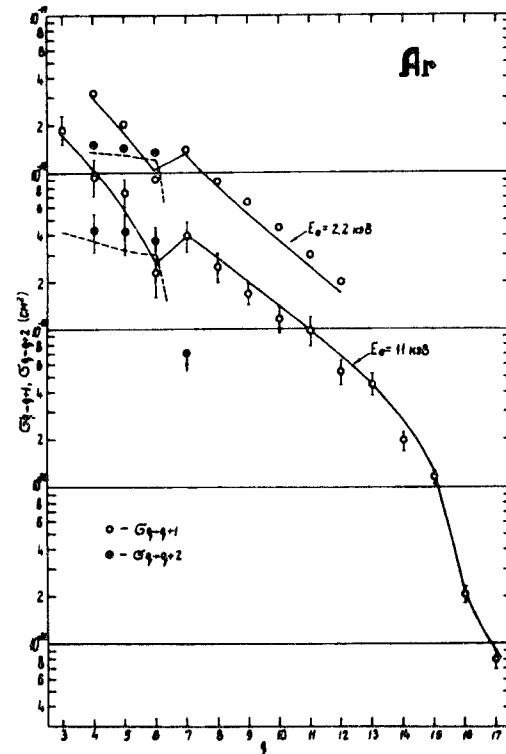


Рис.10. Экспериментальные величины $\sigma_{q \rightarrow q+1}$, $\sigma_{q \rightarrow q+2}$ для ионов Ar различных зарядностей q . /—/ $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ - Лотц^{/21/}, Сэллоп^{/23/}, /---/ $\sigma_{q \rightarrow q+2}$ - Лотц^{/21/}, Сэллоп^{/23/}.

чались графики зависимости средней зарядности ионов \bar{q} от фактора $j r_i$.

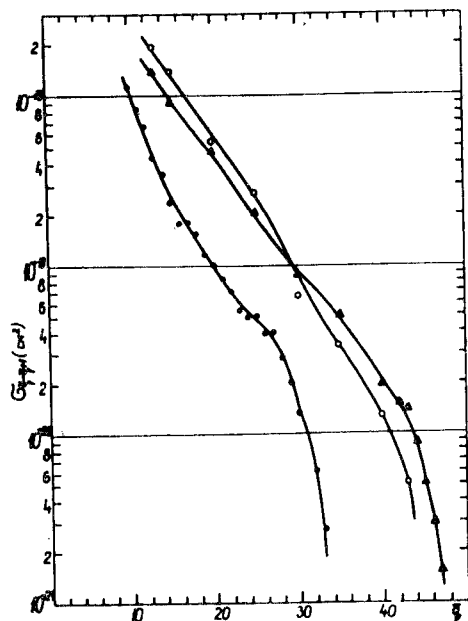


Рис.11. Экспериментальные величины эффективных значений $\sigma_{\bar{q} \rightarrow \bar{q}+1}$ для ионов Кг / $\bullet - E_e = 8,5 \text{ кэВ}$ / и Хе / $\circ - E_e = 8,5 \text{ кэВ}$, $\blacktriangle - E_e = 18 \text{ кэВ}$ / различных зарядностей \bar{q} .

Если считать условием увеличения средней зарядности иона на единицу соотношение $\sigma_{\bar{q} \rightarrow \bar{q}+1} (\Delta j r_i) = 1$, означающее единичную вероятность столкновения электрона с ионом при эффективном поперечном сечении $\sigma_{\bar{q} \rightarrow \bar{q}+1}$, то из таких графиков легко получить зависимости $\sigma_{\bar{q} \rightarrow \bar{q}+1}$ от \bar{q} . Результаты для Кг и Хе представлены на рис.11. Конечно, при таком подходе в значительной мере теряются нерегулярности, связанные с наличием оболочек. Кроме того, полученные значения эффективных сечений ионизации несут в себе неточности, связанные с неполнотой модели ионизации. Тем не менее значения $\sigma_{\bar{q} \rightarrow \bar{q}+1}$ для столь большого числа высокозарядных ионов Кг и Хе получены экспериментально и могут представлять определенную ценность в первую очередь для дальнейшего развития работ по ионизации.

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ, СРАВНЕНИЕ С ТЕОРИЕЙ

Интересно сравнить полученные нами экспериментальные кривые энергетических зависимостей сечений ионизации водородоподобных ионов С, N, O, Ne и Ar с теоретическими, найденными методом КБО²⁰ в рамках зависимости $Z^4 \sigma_{1S \rightarrow K} = f(E_e/I)$, где I - потенциал ионизации водородоподобного иона из состояния $1S$, Z - заряд ядра.

На рис.12 сплошной линией показаны результаты расчета методом КБО для $Z = 128$. Здесь же нанесены все полученные в данной работе экспериментальные точки сечений $1S \rightarrow K$ -переходов для водородоподобных ионов указанных элементов. Видно, что имеется неплохое количественное согласие эксперимента и теории.

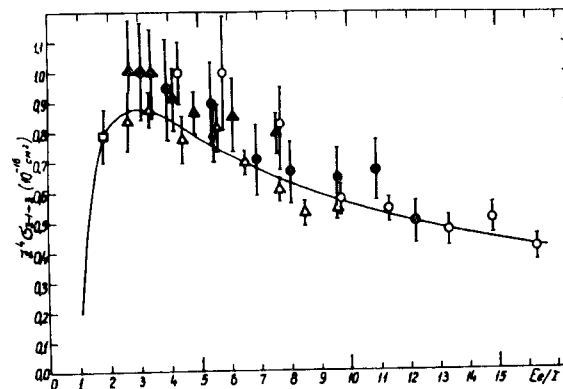


Рис.12. Зависимость приведенного сечения ионизации водородоподобных ионов от энергии электронов: $\circ - C^{5+}$, $\bullet - N^{6+}$, $\Delta - O^{7+}$, $\blacktriangle - Ne^{8+}$, $\square - Ar^{17+}$, /—/ - расчет²⁰ для $Z=128$.

Но наблюдается и некоторое среднее для всего массива экспериментальных точек отклонение в сторону больших значений величин $Z^4 \sigma_{1S \rightarrow K}$ на величину ~ 1 ошибки.

Уровень точности экспериментальных точек не позволяет в настоящее время извлечь зависимость приведенного сечения от заряда ядра. Однако задача экспериментального исследования этой зависимости может быть поставлена и решена. Для этого необходимо в первую очередь увеличить точность измерения начальных участков кривых $n_Z = f(j r_i)$, чтобы можно было учесть двухэлектронную ионизацию гелиеподобных ионов и тем самым увеличить точность измерения $\sigma_{1S \rightarrow K}$.

Для гелиеподобных и других ионов вплоть до бороподобных наблюдается хорошее согласие экспериментальных точек с вычисленными по формуле Лотца²¹ значениями величин $\sigma_{\bar{q} \rightarrow \bar{q}+1}$ и заметное отличие от расчетов Сэлопа²². Это означает, что для указанных ионов в рассматриваемом интервале энергий модель последовательной одноэлектронной ионизации достаточно точно описывает процесс перехода низших зарядовых состояний в высшие. Но для ионов с числом электронов в оболочках более 5 наблюдается систематическое отличие экспериментальных результатов в сторону больших значений, которое может быть уменьшено учетом вклада двухэлектронной ионизации.

Что касается Кг и Хе, то полученные экспериментально величины $\sigma_{\bar{q} \rightarrow \bar{q}+1}$ представляют некоторые действующие значения, которые правильно описывают динамику движения наиболее вероятного значения \bar{q} вдоль оси $j r_i$ в процессе ионизации. Эти значения могут использоваться для различного рода оценок необходимых значений фактора ионизации для получения ионов соответствующих зарядностей.

В случае обработки картины ЭЗР ионов Ar вблизи $\bar{q} = 8$ мы применили модель двухэлектронной ионизации, что дало возможность

чались графики зависимости средней зарядности ионов \bar{q} от фактора $j r_i$.

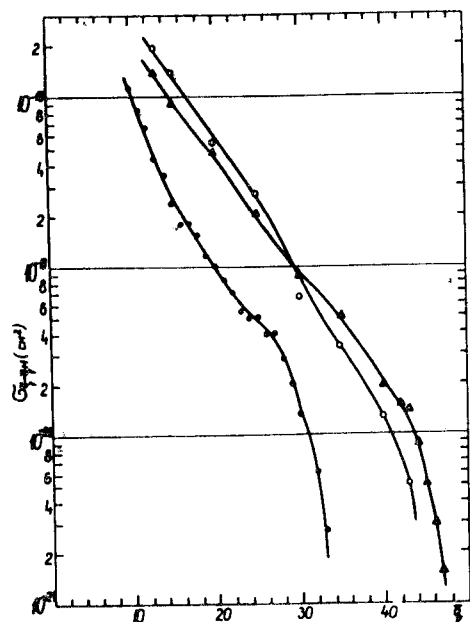


Рис.11. Экспериментальные величины эффективных значений $\sigma_{\bar{q} \rightarrow \bar{q}+1}$ для ионов Кг / ● - $E_e = 8,5$ кэВ / и Хе / ○ - $E_e = 8,5$ кэВ, ▲ - $E_e = 18$ кэВ / различных зарядностей \bar{q} .

Если считать условием увеличения средней зарядности иона на единицу соотношение $\sigma_{\bar{q} \rightarrow \bar{q}+1} (\Delta j r_i) = 1$, означающее единичную вероятность столкновения электрона с ионом при эффективном поперечном сечении $\sigma_{\bar{q} \rightarrow \bar{q}+1}$, то из таких графиков легко получить зависимости $\sigma_{\bar{q} \rightarrow \bar{q}+1}$ от \bar{q} . Результаты для Кг и Хе представлены на рис.11. Конечно, при таком подходе в значительной мере теряются нерегулярности, связанные с наличием оболочек. Кроме того, полученные значения эффективных сечений ионизации несут в себе неточности, связанные с неполнотой модели ионизации. Тем не менее значения $\sigma_{\bar{q} \rightarrow \bar{q}+1}$ для столь большого числа высокозарядных ионов Кг и Хе получены экспериментально и могут представлять определенную ценность в первую очередь для дальнейшего развития работ по ионизации.

3. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ, СРАВНЕНИЕ С ТЕОРИЕЙ

Интересно сравнить полученные нами экспериментальные кривые энергетических зависимостей сечений ионизации водородоподобных ионов С, N, O, Ne и Ar с теоретическими, найденными методом КБО ²⁰ в рамках зависимости $Z^4 \sigma_{1S \rightarrow K} = f(E_e / I)$, где I - потенциал ионизации водородоподобного иона из состояния 1S, Z - заряд ядра.

На рис.12 сплошной линией показаны результаты расчета методом КБО для $Z = 128$. Здесь же нанесены все полученные в данной работе экспериментальные точки сечений 1S → K - переходов для водородоподобных ионов указанных элементов. Видно, что имеется неплохое количественное согласие эксперимента и теории.

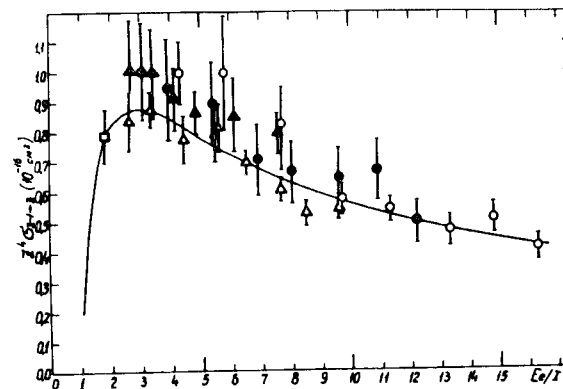


Рис.12. Зависимость приведенного сечения ионизации водородоподобных ионов от энергии электронов: ○ - C⁵⁺, ● - N⁶⁺, Δ - O⁷⁺, ▲ - Ne⁹⁺, □ - Ar¹⁷⁺, /—/ - расчет ²⁰ для Z=128.

Но наблюдается и некоторое среднее для всего массива экспериментальных точек отклонение в сторону больших значений величин $Z^4 \sigma_{1S \rightarrow K}$ на величину ~1 ошибки.

Уровень точности экспериментальных точек не позволяет в настоящее время извлечь зависимость приведенного сечения от заряда ядра. Однако задача экспериментального исследования этой зависимости может быть поставлена и решена. Для этого необходимо в первую очередь увеличить точность измерения начальных участков кривых $n_Z = f(j r_i)$, чтобы можно было учесть двухэлектронную ионизацию гелиеподобных ионов и тем самым увеличить точность измерения $\sigma_{1S \rightarrow K}$.

Для гелиеподобных и других ионов вплоть до бороподобных наблюдается хорошее согласие экспериментальных точек с вычисленными по формуле Лотца ²¹ значениями величин $\sigma_{\bar{q} \rightarrow \bar{q}+1}$ и заметное отличие от расчетов Сэлопа ²². Это означает, что для указанных ионов в рассматриваемом интервале энергий модель последовательной одноэлектронной ионизации достаточно точно описывает процесс перехода низших зарядовых состояний в высшие. Но для ионов с числом электронов в оболочках более 5 наблюдается систематическое отличие экспериментальных результатов в сторону больших значений, которое может быть уменьшено учетом вклада двухэлектронной ионизации.

Что касается Кг и Хе, то полученные экспериментально величины $\sigma_{\bar{q} \rightarrow \bar{q}+1}$ представляют некоторые действующие значения, которые правильно описывают динамику движения наиболее вероятного значения \bar{q} вдоль оси $j r_i$ в процессе ионизации. Эти значения могут использоваться для различного рода оценок необходимых значений фактора ионизации для получения ионов соответствующих зарядностей.

В случае обработки картины ЭЗР ионов Ar вблизи $\bar{q} = 8$ мы применили модель двухэлектронной ионизации, что дало возможность

получить также значения $\sigma_{4 \rightarrow 6}$, $\sigma_{5 \rightarrow 7}$, $\sigma_{6 \rightarrow 8}$. Это оказалось возможным при нынешнем уровне точности измерений из-за относительно большого вклада вероятности возникновения вакансий в L-оболочке в сечении ионизации Ag^{4+} , Ag^{5+} и Ag^{6+} . Но для систематического изучения многоэлектронной ионизации необходимо увеличение точности при получении экспериментальных картин ЭЗР и автоматизации процесса измерения. Однако уже сейчас мы можем отметить, что вблизи больших оболочек реализуется ситуация, при которой $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ может оказаться меньше, чем $\sigma_{q+1 \rightarrow q+2}$, и даже меньше, чем $\sigma_{q \rightarrow q+2}$. Объяснение этому явлению может быть дано в случае справедливости модели Сэлопа /23/, указавшего, что удаление электрона из L-оболочки в континуум приводит с большой вероятностью к выбросу еще одного электрона, если их в M оболочке 2 или более. На рис.10 даны вычисленные по формуле Лотца и исправленные с учетом справедливости модели Сэлопа величины $\sigma_{q \rightarrow q+1}$ /сплошная линия/ и $\sigma_{q \rightarrow q+2}$ /прерывистая линия/. Следует отметить достаточно хорошее согласие эксперимента и расчета. В расчете не учтен автоионизационный процесс при возбуждении L-электронов.

В заключение авторы считают своим приятным долгом поблагодарить В.Г.Дудникова, В.В.Сальникова и А.П.Суслова за участие в подготовке и проведении измерений, а также С.В.Карташова за участие в обработке экспериментального материала.

ЛИТЕРАТУРА

1. Базылев В.А., Чибисов М.И. Препринт ИАЭ-3125, Москва, 1979.
2. Базылев В.А., Чибисов М.И. Препринт ИАЭ-3125, Москва, 1979.
3. Хастед Дж. Физика атомных столкновений. "Мир", М., 1965, с.337.
4. Dunn G.N. IEEE Tr. on N.S. 1976, v.NS-23, p.929.
5. Aitken K.L., Harrison M. F.A. J.Phys., 1971, v.B4, p.1176.
6. Martin S.O., Peart B., Dolder K.T. J.Phys., 1968, v.B1, p.537.
7. Mahadevan P. VI ICPEAC 1969, Cambridge, Mass, p.337.
8. Crandall D.H., Phaneuf R.A., Gregory D.C., 1979, ORNL/TM-7020.
9. Донец Е.Д., Овсянников В.П. ОИЯИ, Р7-9799, Дубна, 1976.
10. Донец Е.Д., Пикин А.И. ЖЭТФ, 1976, т.70, с.2025.
11. Донец Е.Д., Пикин А.И. ЖТФ, 1975, т.45, с.2373.
12. Донец Е.Д., Овсянников В.П. ОИЯИ, Р7-10780, Дубна, 1977.
13. Бочев Б., Куцарова Т., Овсянников В.П. ОИЯИ, Р5-11566, -Дубна, 1978.
14. Бочев Б., Овсянников В.П., Куцарова Т. ОИЯИ, Р7-11567, Дубна, 1978.
15. Александров Л. ОИЯИ, Р5-10366, Дубна, 1977.

16. Александров Л. ОИЯИ, Р5-7259, Дубна, 1973.
17. Александров Л. ОИЯИ, Б1-5969, Дубна, 1976.
18. Блинников Н.Н. и др. ОИЯИ, 9-12409, Дубна, 1977.
19. Донец Е.Д., Овсянников В.П., Дудников В.Г. ОИЯИ, Р7-12905, Дубна, 1979.
20. Rudge M.R.H., Schwartz S.B. Proc.Phys.Soc., 1966, v.88, p.563.
21. Lotz W. J.Opt.Soc.Am., 1967, v.57, p.873.
22. Salop A. Phys.Rev., 1976, v.A14, p.2095.
23. Salop A. Phys.Rev., 1974, v.A9, p.2496.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 июня 1980 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники