

С 3451

3-59

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



1332/2-76

12/12 76

P9 - 9366

Х.-У. Зиберт, Д. Леманн, Г. Музиоль, Г. Щорнак

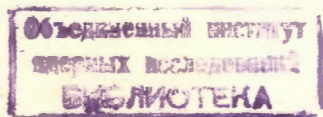
О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ
СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ МЕТОДОВ
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ
ИОННО-ЭЛЕКТРОННЫХ КОЛЕЦ

1975

P9 - 9366

Х.-У.Зиберт, Д.Леманн, Г.Музиоль, Г.Щорнак

О ВОЗМОЖНОСТИ ПРИМЕНЕНИЯ
СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ МЕТОДОВ
ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕКОТОРЫХ ПАРАМЕТРОВ
ИОННО-ЭЛЕКТРОННЫХ КОЛЕЦ



Зиберт Х.-У. и др.

P9 - 9366

О возможности применения спектроскопических методов для исследования некоторых параметров ионно-электронных колец

Предлагается метод исследования временного развития степени ионизации атомов и определения числа ионов в ионно-электронном кольце адгезатора ускорителя тяжелых ионов. В основе эксперимента лежит наблюдение сдвигов энергии рентгеновских лучей, соответствующих определенным степеням ионизации атома, при использовании результатов расчета по релятивистской мультikonфигурационной программе типа Дирака-Фока. Рассматривается возможность применения полупроводникового спектрометра для измерения энергетических сдвигов рентгеновских лучей.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1975

Siebert H.-U. et al.

P9 - 9366

Possibility of Using Spectroscopic Methods in Investigation of Some Beam Parameters of the Collective Heavy Ion Accelerator

A method is proposed for investigation of the temporal development of the ionization state of ions in the collective heavy ion accelerator electron ring and for determination of their numbers. The experiment is based on the observation of X-ray energy shifts as a function of the ionization state using the results calculated by a relativistic Dirac-Fock multiconfiguration programme. The possibility of using a semiconductor spectrometer for the energy-shift measurement is discussed.

The investigation has been performed at the Department of New Acceleration Methods, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1975

1. Введение

Один из важнейших параметров пучка тяжелых ионов - это степень их ионизации. Информация о степени ионизации необходима для оптимального управления, а также для выбора конструкции коллективных ускорителей тяжелых ионов /УТИ/.

Процесс ионизации нейтральных атомов в электронном сгустке УТИ определяется в основном временем их пребывания в сгустке, причем добавочной ионизацией во время ускорения ионно-электронного кольца следует пренебречь, так как время ускорения значительно меньше, чем время формирования ионно-электронного кольца.

Таким образом, стоит задача получения количественных данных о степени ионизации атомов в электронном кольце в зависимости от времени накопления. При этом желательно ориентироваться на такое решение проблемы, которое позволит получить нужную информацию без вмешательства в процесс формирования электронного сгустка. В данной работе предлагается исследование временного развития степени ионизации атомов на основе экспериментального наблюдения сдвигов рентгеновских лучей, соответствующих определенным степеням ионизации атома, при использовании результатов расчета по релятивистской мультikonфигурационной программе типа Дирака-Фока.

Помимо этого, большой интерес представляет определение числа ионов в ионно-электронном сгустке, информацию о котором можно получить из числа рентгеновских переходов атомов определенной степени ионизации.

2. Физические основы эксперимента для определения временного развития степени ионизации ионов

При столкновении между электронами и атомами образуются вследствие ионизации ударом электронов или эффекта Оже дырки в электронных оболочках. Кроме того, возможны такие ионизационные эффекты второго порядка, как двойной эффект Оже, эффект "встряски" или ионизация вследствие костер-крониг-переходов, причем последние два эффекта наблюдаются только при низких степенях ионизации. Отношение сечений многократной и однократной ионизации составляет $\approx 0,1^{1/2}$. Заполнение дырок электронами из более высоко расположенных оболочек сопровождается рентгеновским излучением атома, в котором происходит рассматриваемый переход, или приводит к испусканию электрона вследствие эффекта Оже.

Энергия рентгеновского излучения зависит от структуры электронных оболочек и изменяется при образовании в них дырок. Этот факт обусловлен природой атома, так как каждый электрон, даже с очень большими квантовыми числами, вносит свой вклад в экранирование электронов оболочек от потенциала ядра. Каждое образование дырок в электронной конфигурации связано с изменением эффективного потенциала ядра, в котором находятся электроны. Изменение потенциала приводит к сдвигу относительных положений электронных оболочек и, таким образом, к изменению энергии рентгеновских переходов.

В 9 электронно-ионном сгустке /число атомов $N_i \approx 5 \cdot 10^9$, число электронов $N_e \approx 5 \cdot 10^{13}$, сечение кольца $A = 0,12 \text{ см}^2$, большой радиус кольца $R = 4 \text{ см}$ / среднее время между двумя столкновениями атома с электронами приблизительно равно 10^{-6} с . Время, необходимое для заполнения дырки в К-оболочке переходом электронов из внешних оболочек и испускания рентгеновского излучения, имеет порядок 10^{-15} с , что пренебрежимо мало. Поэтому можно сделать вывод, что во время испускания рентгеновского излучения, сопровождающего заполнение дырки в К-оболочке, нет ионизации атома вследствие электронно-атомных столкновений.

Так как энергия рассмотренного рентгеновского излучения, например, КХ-лучей, зависит от конфигурации

электронных состояний и тем самым от степени ионизации, энергетические сдвиги в рентгеновском спектре относительно спектра КХ-лучей атома только с одной дыркой в К-оболочке и заполненными внешними оболочками дают возможность исследования степени ионизации атомов в электронном сгустке. Заметим, что обдирку электронов на внешних оболочках и ионизацию вследствие эффекта Оже нельзя регистрировать в отдельности. Однако оболочки атома имеют "запоминающие свойства", и спектроскопия КХ-лучей позволяет изображать все изменения в атомных оболочках в виде сдвига энергии рентгеновского излучения.

3. Методическое обеспечение эксперимента

3.1. Вычисление энергии X-лучей в зависимости от степени ионизации

В основе эксперимента лежит наблюдение сдвигов энергий рентгеновских лучей при использовании расчетных данных. Изменения орбитальных энергий атома в зависимости от конфигураций электронных состояний по абсолютным значениям и относительно друг друга вычисляются с помощью релятивистской мультikonфигурационной программы типа Дирака-Фока в варианте, предлагаемом Ж.П.Десло^{2/}. Эта программа решает численным образом с мультikonфигурационной аппроксимацией релятивистское уравнение Дирака-Фока для нейтральных атомов или ионов в основном состоянии. Значения сдвигов энергий рентгеновских лучей получаются при сравнении рентгеновских энергий иона с определенной конфигурацией электронных состояний с рентгеновскими энергиями атома с одной дыркой в К-оболочке и заполненными внешними оболочками.

На рис. 1 приведены в качестве предварительной оценки значения энергетических сдвигов рентгеновских лучей для разных степеней ионизации в случае ксенона. Энергетические сдвиги были получены при помощи менее сложной программы для определения энергии оболочек

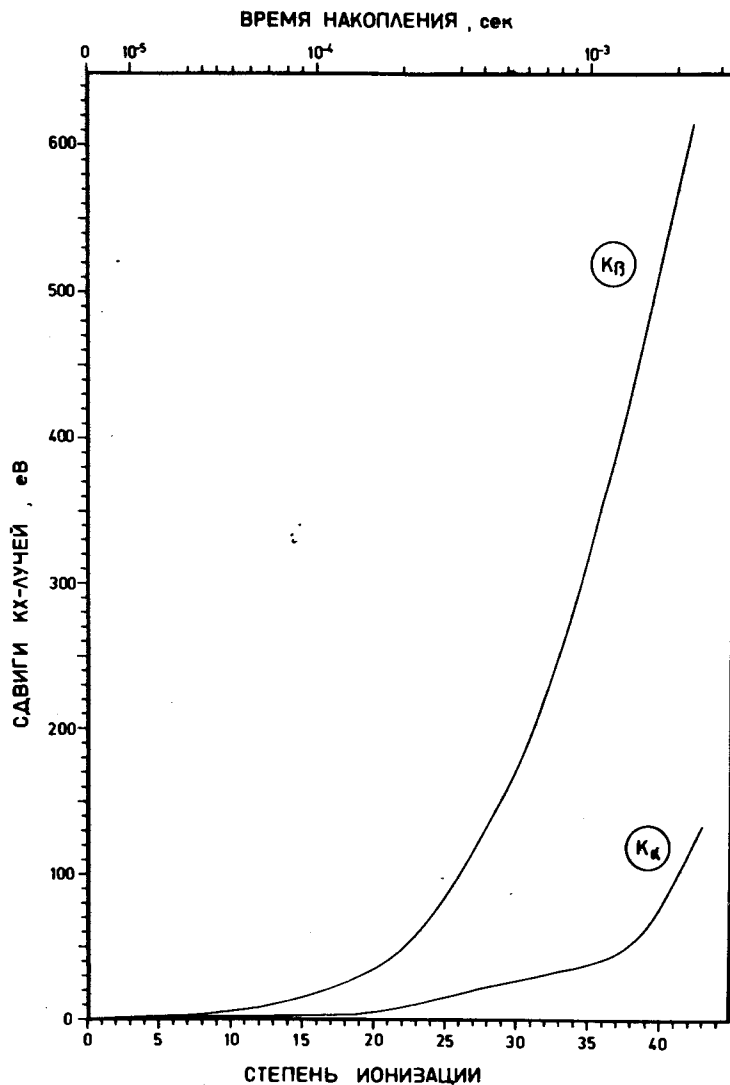


Рис. 1. Значения энергетических сдвигов рентгеновских лучей для разных степеней ионизации в случае ксенона, полученные при помощи программы Хермана и Скилмана. На верхней абсциссе отложены накопительные времена соответствующих степеней ионизации, полученные с помощью программы "NEWION"/5/.

электронов по методу Хартри-Фока-Слетера в варианте, предлагаемом Херманом и Скилманом/3/. Принимается, что ион со степенью ионизации I образуется из иона со степенью ионизации $I-1$ вследствие обдирки внешнего электрона, т.е. электрона с наибольшими значениями квантовых чисел. Заметим, что применение программы на основе аппроксимации потенциала обмена по методу Слетера не позволяет разделить сложных L -, S -состояний. Кроме того, точность определения орбитальных энергий атома различных электронных конфигураций ухудшается с увеличением атомного номера Z .

3.2. Оценка ожидаемого числа событий

Вблизи адгезатора УТИ возможно возникновение электромагнитного излучения следующих видов:

- 1/ рентгеновское излучение, обусловленное ионизацией атомов электронами;
- 2/ тормозное излучение, возникающее
 - а/ при попадании электронов на стенку адгезатора во время инжекции;
 - б/ во время накопительного процесса на ионах, находящихся в адгезаторе;
 - в/ при торможении электронов в веществе во время сброса электронного кольца.

Время исследования процесса ионизации атомов ограничивается накопительным временем /несколько сотен микросекунд в одном цикле ускорения/. В это время наблюдаются рентгеновское и тормозное излучения электронов на ионах. Тормозное излучение электронов на стенах адгезатора УТИ должно быть мало при стабильном кольце в течение накопительного времени. В случае ксенона число КХ-лучей, в течение накопительного времени составляющее 200 мкс на один цикл ускорения, оценивается следующим образом:

$$N_{\text{КХ}} \approx \frac{\sigma_{\text{К}}}{\sigma_{\text{tot}}} \cdot N_i \cdot \omega_{\text{К}} \cdot c_1 \approx 5,6 \cdot 10^8$$

где отношение сечения ионизации K -оболочки и полного сечения ионизации для

$$I \approx 1 + 25^{1/1}$$

число ионов

выход флуоресценции

величина степеней ионизации,

наблюдаемая в течение

накопительного времени

В этой оценке содержится предположение, что процесс ионизации идет последовательно: ион с ионизацией $I-1$ переходит в ион со степенью ионизации I , многократной ионизацией пренебрегли. При учете отношения $\sigma_L / \sigma_K \approx 23$ в случае ксенона /4/ число соответствующих LX-лучей равно $N_{LX} \approx 1,2 \cdot 10^9$. Число квантов тормозного излучения электронов на ионах определяется выражением

$$N_B = \sigma_B \cdot N_i \cdot \frac{N_e}{A} \cdot u \approx 1,5 \cdot 10^8,$$

где

сечение тормозного излучения

при $E_e = 30 \text{ МэВ}$

число электронов

сечение кольца

число оборотов электронов

за время накопительного

времени 200 мкс

$$\begin{aligned} - \sigma_K / \sigma_{\text{tot}} &\approx 5 \cdot 10^{-3} \\ - N_i &= 5 \cdot 10^9 \\ - \omega_K &\approx 0,9 \end{aligned}$$

$$- c_I = 25$$

$$\begin{aligned} - \sigma_B &\approx 3,0 \cdot 10^{-23} \text{ см}^2 \\ - N_e &\approx 5 \cdot 10^{13} \\ - A &= 0,12 \text{ см}^2 \end{aligned}$$

$$- u = 2,4 \cdot 10^5$$

3.3. Измерение энергетического сдвига рентгеновского излучения с помощью полупроводникового детектора

Из

- относительно малого значения энергетического сдвига рентгеновских лучей для перехода от степени ионизации I к $I+1/\text{см}$. рис. 1/;
- условий излучения вблизи адгезатора УТИ и числа регистрируемых импульсов;
- временного режима измерения

вытекает ряд требований к используемому спектрометру. Для получения наилучшего энергетического разрешения при высокой эффективности регистрации предлагается применение сверхчистого Ge-детектора /объемом $\approx 1 \text{ см}^3$ /

с предусилителем с импульсной оптической обратной связью. Такой спектрометр имеет энергетическое разрешение ΔE примерно 180 эВ на линии 5,9 кэВ. Время измерения равно накопительному времени, начинается с момента запуска атомов в электронный сгусток и заканчивается моментом вывода ионно-электронного кольца из адгезатора УТИ. Перед накопительным временем и после него появляются вблизи адгезатора мощные вспышки электромагнитного излучения вследствие тормозного излучения электронов на стенках адгезатора при инжекции электронного пучка и вследствие тормозного излучения электронов при сбросе электронного кольца. Подавление импульса вспышки электромагнитного излучения и исключение перегрузки предусилителя спектрометра требует надежного экранирования детектора от тормозного излучения и строгого коллимирования телесного угла детектора.

Расстояние между детектором и ионно-электронным кольцом, способ коллимирования, эффективность детектора и коэффициент поглощения материалом окна на фланце адгезатора определяют число событий, которые регистрирует детектор в течение измерительного времени. Можно выбрать такую геометрию, при которой детектор "увидит" сжатое кольцо или часть его и которая позволяет измерение с разумной, с точки зрения мертвого времени амплитудно-цифрового преобразователя и наложения импульсов, нагрузкой $\approx 3 \cdot 10^4 \text{ имп/с}$. Импульсы LX-лучей, использование которых в спектроскопии из-за низкой энергии затруднительно, можно с помощью поглотителя абсорбировать для увеличения относительного вклада импульсов КХ-лучей в суммарную нагрузку.

Как видно из рис. 2, на котором представлены результаты расчета временного развития степени ионизации ионов ксенона в адгезаторе УТИ с параметрами, перечисленными в главе 2, по программе 'NEWION' /5/, степень ионизации меняется во времени с различной скоростью. Для получения информации о средней степени ионизации в разные моменты времени требуется изме-

* Используются значения полного сечения ионизации из работы /6/.

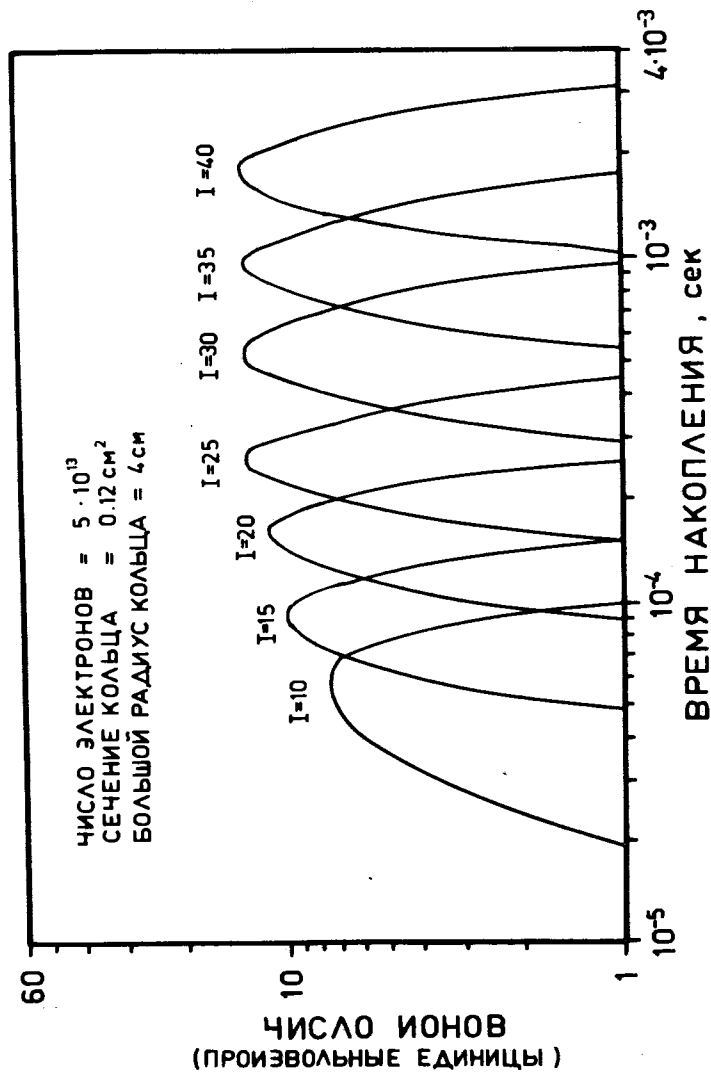


Рис. 2. Результаты временного развития степени ионизации ионов ксенона в адгезаторе УТИ (по программе "NEUMON"/5/).

рение КХ -лучей по временным окнам, причем длина временного окна должна быть меньше времени изменения средней степени ионизации, чтобы для процесса, зависящего от времени, получалась "мгновенная картина". Длина временного диапазона должна быть переменной, так как изучение временного развития низких степеней ионизации ($I \leq 25$) в случае ксенона требует измерений во временных окнах шириной 10 мкс, тогда как для изучения степеней ионизации ($I \geq 25$) достаточна ширина 100 мкс.

На основе требований, перечисленных выше, предлагается измерительный комплекс, принципиальная схема которого дана на рис. 3. В спектрометрической ветви схемы образуется энергетический сигнал, в то же время цифровой счетчик выдает соответствующий временной сигнал, который позволит приписать временную отметку к каждому зарегистрированному импульсу. Блок управления согласует одновременную запись энергетической и временной информации в буферы Е и Т, выполненные в стандарте КАМАК. После сброса кольца до начала нового цикла информация буферов Е и Т считывается в память ЭВМ М-6000. Этот способ дает возможность рассортировать энергетическую информацию по временным окнам различной ширины.

Следует отметить, что вследствие взаимодействия фотонов с ядрами существует еще одна компонента фона - это фотонейтроны. Образование фотонейтронов во время сбрасывания электронного кольца требует надежной защиты детектора с помощью парафина, так как быстрые нейтроны приводят к его разрушению. /Предельный интегральный ток быстрых нейтронов на детектор равен $3 \cdot 10^9$ /7/ /. Нейтроны, образующиеся в ионно-электронном сгустке, не должны оказывать существенного влияния на детектор в течение нескольких лет.

3.4. Обработка спектров и оценка точности информации

Предлагаемая измерительная система регистрирует γ -кванты совместно с временными отметками, что по-

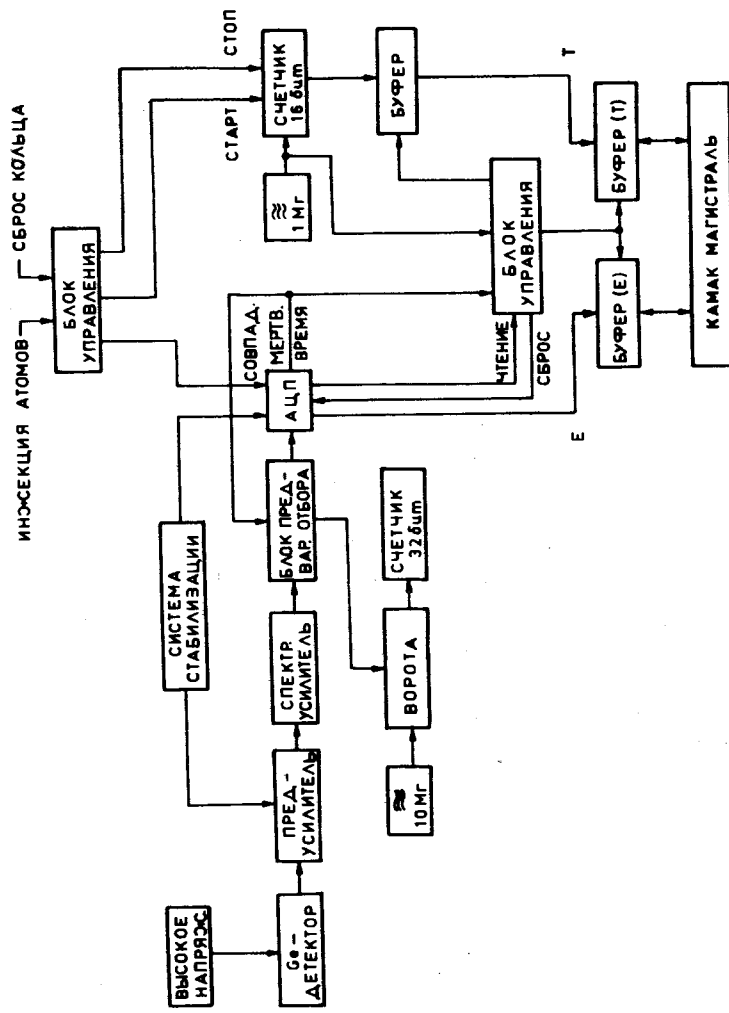


Рис. 3. Принципиальная схема аналоговой и цифровой электроники предложенного эксперимента для исследования временного процесса ионизации атомов и числа ионов в ионно-электронном кольце УТИ.

звояет рассортировать все события по временным окнам. Как следует из рис. 2, пики рентгеновского излучения будут сложными, так как в каждом временном окне имеется смесь пиков, соответствующих разным степеням ионизации. Рекомендуется рассматривать энергетические сдвиги пика K_{β_1} -лучей, так как сдвиги для K_{β} -лучей более явны, чем для K_{α} -лучей /рис. 1/, при достаточной их интенсивности. Все энергетические сдвиги пиков K_{β_1} -лучей следует отнести к энергии пика K_{β_1} -лучей атома, имеющего одну дырку в К-оболочке при заполненных внешних электронных состояниях. Такое излучение наблюдается, например, при радиоактивном распаде изотопов вследствие электронного захвата. С помощью расчетов энергии КХ-лучей при разных степенях ионизации по релятивистской мультikonфигурационной программе типа Дирака-Фока можно заранее точно сказать, в каком канале спектра появляется пик K_{β_1} -лучей определенной степени ионизации. Это значит, что при задаваемых положениях всех возможных компонент суммарного пика и при условии одинаковой полуширины для всех компонент пика можно с помощью подгоночных процедур разделить все отдельные пики, из которых состоит суммарный пик одного определенного временного окна. Решение такой задачи требует знания полуширины одиночного пика в рассматриваемой области энергии. Использование значения полуширины пиков КХ-лучей стандартного источника, распадающегося К-захватом, оказывается нежелательным, так как здесь не принимается в расчет влияние эффекта доплеровского сдвига γ -лучей на значение естественной полуширины пиков. Из рис. 1 следует, что в течение первых 10 мкс суммарный пик вследствие очень малых энергетических сдвигов $\lesssim 1$ эВ/ можно считать одиночным. При анализе его находим нужное для обработки спектров значение полуширины, полученное с учетом влияния доплеровского сдвига γ -лучей на естественную полуширину, величина которого $\lesssim 10\%$. Следует отметить, что степени ионизации до $I \approx 10$ в случае ксенона, по-видимому, не могут быть исследованы в их временном развитии, так как энергетические сдвиги между ними меньше 3 эВ. Тогда при обработке спектров вместо отдельных энергетических положений

пиков, соответствующих степени ионизации $I < 10$, следует задавать их усредненное значение.

Исходя из разрешающей способности спектрометра и того, что точность определения положения пиков с помощью подгоночных процедур составляет примерно одну сотую полуширины пиков, можно оценить точность определения средней степени ионизации в разные времена. При этом следует учесть, что точность определения средней степени ионизации значительно зависит от ширины выбранного временного окна и все выводы о средней степени ионизации носят временную неопределенность, которая равна ширине временного окна. Предлагаемая измерительная система позволяет рассортировку зарегистрированных событий по временным окнам различной ширины, но, по-видимому, не меньше 10 мкс, так что точность определения средней степени ионизации может быть получена в зависимости от требований. Для исследования развития низких степеней ионизации ($I \leq 25$) в случае ксенона с шириной временного окна 10 мкс ожидается точность определения средней степени ионизации $\Delta I \leq 3$. Используя ширину временного окна 100 мкс для исследования степеней ионизации $I \geq 25$ в случае ксенона, точность определения средней степени ионизации получаем равной $\Delta I \leq 2$. Естественно, точность улучшается при использовании ширины временного окна 10 мкс. Заметим, что точность определения средней степени ионизации для урана по сравнению с ксеноном ухудшается примерно в два раза из-за более высокой энергии рентгеновских лучей и меньших энергетических сдвигов рентгеновских лучей между двумя степенями ионизации.

В случае частоты ускорения 5 Гц для удовлетворительной статистики при исследованиях с временными окнами шириной 100 мкс требуются измерительные времена порядка нескольких часов, а в случае исследований с временными окнами шириной 10 мкс - порядка суток.

3.5. Определение числа ионов в ионно-электронном сгустке

При вышеизложенной обработке получается число рентгеновских событий под пиками, соответствующих отдельным степеням ионизации в разных временных окнах.

Сумма рентгеновских событий, например $K\beta_1$ -лучей определенной степени ионизации, в накопительное время пропорциональна числу ионов, которые прошли данную степень ионизации. Если выбрать такую степень ионизации, при которой во временных окнах в конце накопительного времени не наблюдаются рентгеновские события, т.е. степень ионизации, которая после истечения накопительного времени уже прошла, можно, используя экспериментальные значения $N_{K\beta_1, I}$ числа $K\beta_1$ событий ионов со степенью ионизации I , определить число ионов в кольце:

$$N_i = \frac{(\sigma_{\text{tot}, I-1} + \sigma_{\text{tot}, I-2})}{(\sigma_{K, I-1} + \sigma_{K, I-2})} \cdot \frac{\sigma_{\text{tot}, I-1}}{(\sigma_{\text{tot}, I-1} - \sigma_{\text{tot}, I-2})} \cdot \frac{N_{K\beta_1, I}}{\omega_K \cdot \Omega \cdot \epsilon \cdot \xi}$$

Здесь

- $\sigma_{\text{tot}, I-1}$ - полное сечение перехода атома из степени ионизации $I-1$ в степень ионизации I ,
- $\sigma_{\text{tot}, I-2}$ - полное сечение перехода атома из степени ионизации $I-2$ в степень ионизации I вследствие двухкратной ионизации,
- $\sigma_{K, I-1}$ - сечение ионизации К-оболочки атома из степени ионизации $I-1$ в степень ионизации I ,
- $\sigma_{K, I-2}$ - сечение ионизации К-оболочки атома из степени ионизации $I-2$ в степень ионизации I вследствие двухкратной ионизации,
- ω_K - выход флуоресценции,
- Ω - телесный угол детектора,
- ϵ - абсолютная эффективность детектора,
- ξ - отношение $N_{K\beta_1, I} / N_{K, I}$.

Сечения ионизации К-оболочки и полные сечения ионизации в случае однократной ($I-1 \rightarrow I$) и двухкратной ($I-2 \rightarrow I$) ионизации можно рассчитать по формулам, приведенным в работе [1]. Как показано в [1], вклад многократной ионизации /кратность больше двух/ в сечение ионизации составляет при степенях ионизации $I \geq 10$ меньше 1% и им можно пренебречь.

4. Заключение

Таким образом, предлагаемый эксперимент содержит интересное применение спектроскопических методов для исследования некоторых параметров пучка УТИ. Этот эксперимент позволяет без вмешательства в процесс формирования ионно-электронного кольца проследить за развитием степени ионизации ионов. Точность средней степени ионизации определяется в основном величиной энергетических сдвигов рентгеновских линий и выбранной шириной временного окна.

Сооружение описанной установки для диагностики пучка УТИ открывает одновременно потенциальную возможность проведения экспериментов для исследования свойств ионов очень большого заряда - экспериментов, которые в настоящее время, по нашему мнению, могут быть проведены на ионно-электронном кольце коллективных ускорителей.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить В.П.Саранцева, В.А.Свиридова и Ю.Т.Кирюшина за полезные дискуссии и поддержку настоящей работы, а также выражают признательность за предоставленные программы В.А.Прейзендорфу, У.Шмидт, В.Д.Фромму.

Литература

1. A.Salop. *Phys.Rev.*, A8, 3032 (1973).
2. J.P.Desclaux. *Comp.Phys.Comm.*, 9, 31 (1975).
3. F.Herman and S.Skillman. *Atomic Structure Calculations*, Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, New Jersey (1963).
4. R.W.Schmieder. *Phys.Lett.*, A47, 415 (1974).
5. М.Л.Иовнович, А.Б.Кузнецов, В.А.Прейзендорф. *Сообщение ОИЯИ*, P9-8119, Дубна, 1974.
6. Y.Hahn and K.M.Watson. *Phys.Rev.*, A7, 491 (1973).
7. H.W.Kraner, R.H.Pehl and E.E.Haller. *IEEE Trans. Nucl.Sci.*, NS-22, 149 (1975).

Рукопись поступила в издательский отдел
23 декабря 1975 года.