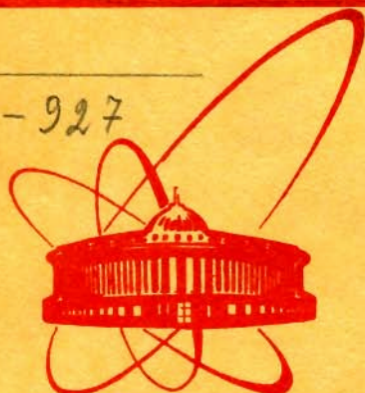


Щ-927



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

5356 / 2-79

24/12-79

P13 - 12542

Г.Щорнак, Г.Музиоль, Г.Мюллер

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО
РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ЭЛЕКТРОННО-ИОННЫХ КОЛЕЦ
НА КОЛЛЕКТИВНОМ УСКОРИТЕЛЕ
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ОИЯИ
Часть III. Условия эксперимента

1979

P13 - 12542

Г.Щорнак, Г.Музиоль, Г.Мюллер

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКОГО
РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
ЭЛЕКТРОННО-ИОННЫХ КОЛЕЦ
НА КОЛЛЕКТИВНОМ УСКОРИТЕЛЕ
ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ОИЯИ
Часть III . Условия эксперимента

Щорнак Г., Музиоль Г., Мюллер Г.

P13 - 12542

Методика измерения характеристического рентгеновского излучения электронно-ионных колец на коллективном ускорителе тяжелых ионов ОИЯИ.
Часть III. Условия эксперимента

Обсуждаются условия эксперимента при измерении характеристического рентгеновского излучения электронно-ионных колец на коллективном ускорителе тяжелых ионов ОИЯИ. Дана характеристика радиационного фона ускорителя и описаны меры защиты рентгеновского спектрометра от этого фона. Даются оценки времен измерения, позволяющие надежно определять энергетические сдвиги рентгеновских линий при ионизации атомов внутри электронного кольца. Исследуется статистика, необходимая для разложения суммарных рентгеновских пиков на отдельные компоненты, соответствующие различным степеням ионизации атомов.

Работа выполнена в Отделе новых методов ускорения ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований, Дубна 1979

Zschornack G., Musiol G., Müller G.

P13 - 12542

Methodology of X-Ray Measurements on the JINR Collective Heavy Ion Electron-Ring Accelerator.
Part III: Experimental Conditions

The experimental conditions of X-ray measurements at the JINR collective heavy ion electron-ring accelerator are discussed. Characteristics of the radioactive accelerator background are given and arrangements for the spectrometer shielding are described. Estimations of the measuring time, which is necessary for the collection of sufficient statistics in the peaks to determine the energy shifts of the X-ray energies following ionization processes in the atom, are provided. The statistical limits for the unfolding of X-ray sum peaks are given, which are formed by the overlapping of X-ray transition energies from some ions with different ionization degrees.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

1. ВВЕДЕНИЕ

В работе ^{1/} описан спектрометрический комплекс для измерения характеристического рентгеновского излучения электронно-ионных колец на коллективном ускорителе тяжелых ионов /КУТИ/. Такое измерение дает нужную информацию для получения количественных данных о степени ионизации атомов в электронном кольце КУТИ, в зависимости от времени накопления ионов, и о числе ионов в электронно-ионном кольце.

С целью защиты от радиационного фона при работающем ускорителе, требуется надежная экранировка спектрометра от всех компонент фонового излучения /кванты тормозного излучения, электромагнитные наводки и фотонейтроны/, которые во время работы КУТИ представляют собой помехи при работе рентгеновского спектрометра.

Для надежного анализа получаемых спектров характеристического рентгеновского излучения необходима значительная статистика, чтобы определить вышеназванные параметры электронно-ионных колец. Детально мы исследовали этот вопрос в работе ^{2/}. На основе полученных результатов в данной работе проводятся оценки нужного времени измерения с учетом специфических условий КУТИ.

2. РАДИАЦИОННЫЙ ФОН КОЛЛЕКТИВНОГО УСКОРИТЕЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

2.1. Тормозное излучение электронов

Во время отдельных рабочих циклов КУТИ возникают различные компоненты радиационного фона, которые могут существен-

но влиять на результаты измерения характеристического рентгеновского излучения электронно-ионных колец, так как они ухудшают отношение эффект - фон и приводят к перегрузке спектрометра вследствие коротких и интенсивных импульсов квантов тормозного излучения. Наряду с характеристическим рентгеновским излучением возникает ряд различных компонентов тормозного излучения, которое образуется при торможении быстрых электронов в кулоновских полях ядер конструктивных материалов ускорителя. К ним относятся:

1. Тормозное излучение, возникающее при попадании электронов на стенд адгезатора и на стенд инжектора во время инжекции электронов. У прототипа КУТИ эффективность захвата электронов в электронное кольцо составляет от 50 до 70%, т.е. от 30 до 50% всех инжектируемых электронов /от $6 \cdot 10^{12}$ до $1 \cdot 10^{13}$ электронов при энергии электронов ≈ 2 МэВ/ образуют в начале каждого цикла ускорения мощный импульс квантов тормозного излучения.

2. Тормозное излучение, возникающее во время накопительного процесса на ионах, находящихся в электронном кольце. Энергия электронов кольца /и вместе с тем верхняя граница энергии квантов тормозного излучения/ составляет 20 МэВ. Этот компонент присутствует в течение всего времени накопления ионов и представляет собой естественный радиационный фон в процессе измерения характеристического рентгеновского излучения ионов.

3. Тормозное излучение, возникающее при торможении электронов в веществе во время сброса электронного кольца. При этом тормозятся все электроны кольца / $\approx 1 \cdot 10^{13}$ / в стенках ускорителя.

Компоненты тормозного излучения, возникающие при выше-названных процессах, имеют острую коротковолновую границу, которая определяется тем, что кинетическая энергия электрона полностью превращается в энергию кванта тормозного излучения. Распределение интенсивности квантов такого излучения в зависимости от их энергии дается для полного торможения моноэнергетических электронов в работе^{3/}. При низких энергиях тормозное излучение обладает максимумом интенсивности, сильно спадающей в сторону коротковолновой границы тормозного спектра.

Особенно мешает при измерении характеристического рентгеновского излучения первый компонент тормозного излучения, так как он может вызвать значительную перегрузку спектрометра. Падающие на детектор кванты тормозного излучения образуют в чувствительном объеме детектора такое количество зарядов, которые нельзя отвести в течение нескольких сот микросекунд. Влияние третьего компонента незначительно, так как он возникает после окончания каждого измерительного цикла.

Чтобы оценить отношение эффект - фон V_K при измерении рентгеновского излучения первых ионизационных состояний ксенона и урана, составим отношение

$$V_K = \frac{\sigma_K \cdot \omega_K}{\sigma_B(E_K)}, \quad /1/$$

где σ_K - сечение ионизации электронов К-оболочки при энергии падающих электронов 20 МэВ, $\sigma_B(E_K)$ - сечение возникновения квантов тормозного излучения энергии E_K при торможении электронов с энергией 20 МэВ, E_K - характеристическая энергия рентгеновских К-переходов соответствующих элементов и ω_K - выход флуоресценции данного элемента. Дифференциальные по энергии сечения тормозного излучения рассчитываются на основе формулы ЗБС(с) согласно работе^{4/}. Сечения ионизации электронов из К-оболочки рассчитаны по методу, изложенному в работе^{5/}. Результаты расчета отношения эффект-фон представлены в табл. 1.

Таблица 1

Отношение эффект-фон V_K при спектрометрии характеристического рентгеновского излучения ксенона и урана на КУТИ

Элемент	$\sigma_K / \text{см}^2$	$\sigma_B(E_K) / \text{см}^2$	ω_K ^{8/}	V_K
Ксенон	5,2/-23/	1,1/-24/	0,89	42
Уран	1,4/-23/	3,2/-25/	0,97	42

Приведенное в табл. 1 отношение эффект-фон отрицательно, так как здесь не учтено угловое распределение тормозного излучения. Это распределение обнаруживает очевидный максимум для направления вперед, поэтому только часть квантов тормозного излучения попадает через коллиматор на детектор.

2.2. Радиационный фон нейтронов

После ускорения электронно-ионного кольца ионы отделяются от электронов, средняя кинетическая энергия которых составляет 20 МэВ. При торможении электронов в конструктивных деталях ускорителя возникает мощный импульс тормозного излучения, причем его максимальная энергия равна энергии электронов в кольце.

При захвате γ -квантов в материале ускорителя образуются возбужденные ядра. Если энергия возбуждения превышает самую низкую энергию связи нейтрона, то возникает возможность испускания этого нейтрона. Кроме реакций на дейтерии и ${}^9\text{Be}$, все (γ, n) -реакции на стабильных ядрах являются сильно эндотермическими.⁷ В материале ускоряющей трубы и камеры адгезатора находятся, наряду с железом /66-73%/, никель /9-11%/, хром /17-19%/ и марганец /1-2%/. Пороги (γ, n) -реакции на стабильных изотопах вышеназванных ядер даны в табл. 2.

Таблица 2

Пороги E_n реакции типа (γ, n) для различных ядер /8-10/

Ядро	E_n /МэВ	Ядро	E_n /МэВ
${}^{55}\text{Mn}$	10, 10 \pm 0,2	${}^{56}\text{Fe}$	11, 15 \pm 0,25
${}^{50}\text{Cr}$	13, 40 \pm 0,2	${}^{57}\text{Fe}$	7, 75 \pm 0,2
${}^{52}\text{Cr}$	11, 80 \pm 0,25	${}^{58}\text{Ni}$	11, 70 \pm 0,2
${}^{53}\text{Cr}$	7, 75 \pm 0,2	${}^{60}\text{Ni}$	11, 60
${}^{54}\text{Fe}$	13, 80 \pm 0,2		

Максимальная энергия испускаемых нейтронов равна разности между энергией улавливаемого γ -кванта и энергией связи испускаемого нейтрона, т.е. можно ожидать энергии нейтронов до 12 МэВ.

Как показывают результаты работ ^{11-13/}, при интегральной дозе $1 \div 10 \cdot 10^9$ быстрых нейтронов/см², свойства Ge-детектора /в частности, энергетическое разрешение и форма линии/ начинают заметно ухудшаться.

Быстрые нейтроны производят при упругом рассеянии в Ge-кристалле германиевые атомы отдачи, а на месте выбиваемых из кристаллической решетки атомов отдачи германия образуются дефекты в кристаллической решетке. Такие атомы при нейтронном рассеянии в большинстве случаев получают 4/73 энергии ударяющего нейтрона и теряют ее в процессах ионизации и атомного рассеяния.

В работе ^{11/} оценивается энергия, которую передают нейтроны при атомном рассеянии. Передача ее составляет для энергий нейтронов 1,1 МэВ - 2,6 кэВ/см³ для 5,75 МэВ - 8,5 кэВ/см³. Ввиду того, что для образования одного дефекта в германии уже хватает 20 эВ ^{12/}, это соответствует числу 130 или 425 дефектов/нейтрон.

В результате неупругого рассеяния в изотопах германия ⁷⁰Ge, ⁷²Ge, ⁷³Ge, ⁷⁴Ge и ⁷⁶Ge образуются первые возбужденные состояния. Сечения реакции этих процессов лежат между несколькими десятками и несколькими сотнями миллибарн ^{11/}. Представление о возможных эффектах активации нейтронами в германии дается в табл. 3.

Выше энергии нейтронов 5 МэВ возникают (n, заряженные частицы) реакции, невозможные при более низких энергиях за счет кулоновского барьера ядра. Возможными являются (n,p)-, (n,d)-, (n,t)-, (n,³He)- и (n, α)-реакции. В результате этих реакций ядра германия превращаются в ядра, расположенные на соседних местах в периодической системе элементов, т.е. в галлий и цинк. Эти элементы имеют, по сравнению с германием, низкую валентность, и образуют, таким образом, акцепторные уровни в запрещенной зоне германия. Создаваемые упругим рассеянием нейтронов на атомах германия дефекты в кристаллической решетке тоже приводят к образованию посторон-

них уровней в запрещенной энергетической зоне кристалла, что влияет на скорость и эффективность собирания зарядов в чувствительном объеме полупроводникового детектора.

Таблица 3

Эффекты активации нейтронами в германии /18/

Изотоп	Частота	σ_{ny}/b	Промежуточное ядро для (n, γ)	Время жизни промежуточн. ядра	Основные виды распада промежуточного ядра
^{70}Ge	20,5%	3,5	^{71m}Ge ^{71}Ge	0,02 с 11 дн.	$\gamma = 23$; 175 кэВ $\text{EC}^- = 233$ кэВ
^{72}Ge	27,4%	1,0	^{73m}Ge ^{73}Ge	0,53 с устойчиво	$\gamma = 54$; 13,5 кэВ
^{73}Ge	7,8%	14,0	^{74}Ge	устойчиво	
^{74}Ge	36,5%	0,1	^{75m}Ge	48 с	$\gamma = 139$ кэВ $\beta^- = 1,19$ МэВ /86,5%/ 0,92 МэВ /11,4%/
		0,4	^{75}Ge	82 мин	$\gamma = 66$; 199; 265 кэВ
^{76}Ge	7,8%	0,1	^{77m}Ge	54 с	$\gamma = 159$ кэВ $\beta^- = 2,7$; 2,9 МэВ
			^{77}Ge	11 ч	$\beta^- =$ много, до 2,75 МэВ $\gamma =$ много, до 2,37 МэВ

3. ЭКРАНИРОВАНИЕ ОТ РАДИАЦИОННОГО ФОНА

3.1. Экранирование детектора от тормозного излучения электронов

Как сказано выше, предельные энергии отдельных компонентов тормозного излучения составляют 2 и 20 МэВ. Рассматривая удельное ослабление потока квантов тормозного излучения, мы использовали формулу

$$J = J_0 e^{-\mu x} B(\mu x, E, Z), \quad /2/$$

где J и J_0 - ослабленный и начальный потоки квантов, μ - линейный коэффициент ослабления, x - толщина слоя, ослабляющего поток квантов, Z - атомный номер используемого материала, E - энергия γ -квантов и $B(\mu x, E, Z)$ - фактор накопления, описывающий в случае широкого пучка возрастание потока квантов рассеиваемого излучения. Для расчета ослабления квантового потока мы использовали линейные коэффициенты ослабления и факторы накопления из [14]. Результаты расчета для слоя свинца толщиной 25 см приведены в табл. 4.

Таблица 4

Ослабление потока квантов широкого пучка γ -квантов энергии E_γ слоем свинца толщиной 25 см

$E_\gamma / \text{МэВ}$	20,0	10,0	5,0	2,0	1,0	0,5	0,1
J/J_0	3,1(-7)	8,5(-6)	4,1(-5)	7,9(-5)	4,9(-8)	1,4(-18)	0,0

Такая толщина свинца /25 см/ полностью обеспечивает, как показали опыты, надежное экранирование детектора от импульсов тормозного излучения. При инжекции электронов в камеру адгезатора в полупроводниковом детекторе собирается такой заряд, который в предусилителе с обратной фотооптической связью можно компенсировать через несколько циклов обратной связи, т.е. во время накопления ионов в электронном кольце спектрометр находится уже в нормальном рабочем состоянии.

Рис. 1 показывает свинцовое экранирование, смонтированное на КУТИ. Для наглядной демонстрации деталей защиты установка сфотографирована в открытом состоянии. Свинцовая защита, полный вес которой составляет около 5 т, состоит из двух полусфер. Одну можно при помощи крана снять в течение нескольких минут. Другая полусфера смонтирована на столике, который можно двигать на рельсах по направлению ускорения. Чтобы обеспечить юстировку защиты по углу, полусферу вращают относительно столика. Кроме того, существует возможность изменения наклона столика при помощи винтов, определяющих

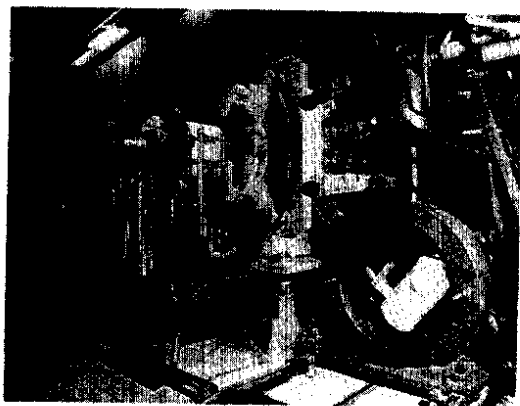


Рис. 1. Открытая свинцовая защита, смонтированная на КУТИ.

положение столика относительно рельсов; таким образом обеспечивается возможность движения защиты относительно всех ее степеней свободы движения. Это имеет особое значение, потому что различные задачи измерения требуют различной юстировки защиты при применении различных коллиматоров. Строгое коллимирование оказывается особенно важным, чтобы защитить детектор от перегрузки квантами тормозного излучения и обеспечить во время измерения оптимальное отношение эффекта к фону. Сам детектор находится в защите на основании, которое тоже имеет возможность движения во всех направлениях, чтобы юстировать детектор так, чтобы чувствительная область его полностью совпадала с отверстием коллиматора.

В качестве переходного окна для выхода характеристического рентгеновского излучения из камеры адгезатора используются два окна из майлара толщиной $5 \cdot 10^{-5}$ м. Между обоими окнами находится форвакуум для понижения перепада давления от высокого вакуума в камере адгезатора до атмосферного давления.

3.2. Экранирование от радиационного фона нейтронов

Чтобы избежать дефектов в полупроводниковом детекторе вследствие описанных выше механизмов при бомбардировке его нейтронами, кроме свинцовой защиты, которая для нейтронов является малоэффективной, необходимо предусматривать дополнительную защиту из парафина. В парафине нейтроны постепенно теряют свою энергию вследствие ряда упругих столкновений с атомными ядрами.

Оценка максимального числа нейтронов, которое может возникнуть в одном цикле ускорения, проводилась на основе зависимости выхода нейтронов из толстой урановой мишени от энергии электронов, падающих на мишень ^{/15/}, и с учетом экстраполированного из ^{/10/} отношения сечений (γ, n) -реакции на железе и уране. При этом расстояние от источника нейтронов до детектора равно 1,5 м, и полное сечение взаимодействия нейтронов с атомами германия составляет приблизительно $5b^{16/}$. В этих условиях получается $2,3 \cdot 10^3$ нейтр./с, которые взаимодействуют с атомами германия детектора. Слой парафина толщиной 25 см нейтронный поток ослабляется в $4,5 \cdot 10^{-2}$ раз, если для формы спектра нейтронов принимается спектр деления ^{/17/}. С учетом фактора ослабления на чувствительный объем детектора $/100 \text{ мм}^2 \times 7 \text{ мм}/$ в течение секунды падает 105 нейтронов, т.е. после 110 дней на детектор попадет 10^9 нейтронов, если принять во внимание, что раз в секунду происходит ускорение. Использование дополнительных парафиновых стен может еще больше снизить число нейтронов, взаимодействующих с атомами материала детектора.

Защита спектрометра от радиационного фона сконструирована так, что вышеописанная свинцовая защита окружается слоем кадмия толщиной 1,5 мм, за которым следует слой парафина

толщиной 25 см. Слой кадмия служит поглотителем тепловых нейтронов, так как сечение их захвата у кадмия составляет $2537 \pm 9b$ для естественной смеси изотопов и $2 \cdot 10^4 b$ у $^{113}\text{Cd}^{8/}$. Тепловые нейтроны образуются при рассеянии быстрых нейтронов в парафине.

Возникающие при реакциях захвата тепловых нейтронов на водороде парафина и на кадмии γ -кванты с максимальной энергией 2,23 и 9,046 МэВ^{18/} ослабляются свинцовой защитой /см. табл. 4/. Эти кванты не влияют на спектрометрию характеристического рентгеновского излучения электронно-ионного кольца, так как возникают после окончания процесса накопления ионов в электронном кольце КУТИ.

Если начинается заметное ухудшение разрешающей способности детектора энергии вследствие увеличения числа радиационных дефектов, то есть возможность принять меры к регенерации Се-кристалла^{18,19,20/}.

4. К ПРОВЕДЕНИЮ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для исследования степени ионизации ионов в электронном кольце КУТИ надо накопить спектры характеристического рентгеновского излучения ионов. Пики в этих спектрах должны содержать определенную статистику, чтобы обеспечить надежный анализ сдвигов энергий характеристических рентгеновских переходов при развивающейся ионизации ионов.

Чтобы ошибка при вычислении сдвигов отдельных пиков была мала по сравнению с величиной сдвигов, соответствующих различным степеням ионизации ионов, нужно накопить такое число событий, которое позволило бы достаточно уменьшить статистическую ошибку. В табл. 5 показаны результаты численных расчетов зависимости ошибки определения сдвигов отдельных пиков от статистики, т.е. от числа событий, накопленных в рассматриваемом пике. При расчетах учитывалась аппаратная функция спектрометра и рассматривался близкий к эксперименту случай, когда оба пика имеют различные полуширины, различную площадь и определенный фон под пиком.

Если требуется определить сдвиги порядка $\Delta x / \sigma = 2 \cdot 10^{-2}$ / Δx : сдвиг пика в каналах/, рекомендуется набирать статисти-

Таблица 5

Ошибка определения сдвигов рентгеновских пиков /в каналах/
как функция набранной статистики

$$/\sigma = \text{полуширина пика} / 2.35 = 5.1/$$

Число событий в пике	Ошибки
10^3	0,6800
10^4	0,0620
10^5	0,0190
10^6	0,0055

ку порядка 10^5 событий/пик. Для анализа сдвига K_{α_1} - линии нужно в случае ксенона зарегистрировать $1,85 \cdot 10^5$ - событий К-излучения ксенона, потому что только 53,6% всех вакансий в К-оболочке заполняется электронами из L_{III} -оболочки /21,22/. При исследовании K_{β_1} - линий потребуется уже $6,5 \cdot 10^5$ квантов рентгеновского К-излучения, так как вероятность K_{β_1} -перехода равна только 15,3% суммарной вероятности всех К-переходов у ксенона /21,22/.

Если принять во внимание, что по сравнению с К-излучением фильтром излучения исключается гораздо интенсивнее L_{X} -излучение атома /если считать, что фон квантов тормозного излучения достаточно мал./см. табл. 1/, то при оценке необходимого времени измерения можно исходить из предположения, что интенсивность рентгеновского К-излучения сама определяет условия измерения. Представление о соответствующих временах измерения дано в табл. 6. Уменьшение времени измерения ограничивается мертвым временем аналоговой электроники. Однако при использовании другой постоянной формирования - 2,2 мкс - можно еще понизить нижнюю границу времени измерения на 33,4%. Следует заметить, что при повышении частоты повторения КУТИ на 50 Гц время измерения уменьшается в 50 раз, т.е. для анализа K_{α_1} и K_{β_1} - линии оно уменьшается при условиях, приведенных в табл. 6, до 53 мин и 3 ч соответственно.

Чтобы ответить на вопрос, какая статистика нужна для разложения пиков, на рис. 2 приведены результаты численных исследований о зависимости площади пика как функции от $(\Delta x/\sigma)$ и от числа n отдельных компонентов пика. Из этих результатов можно получить нужные выводы о требуемой статистике.

Так как для диагностики на КУТИ особый интерес представляет определение зарядового спектра ионов в электронном кольце в момент включения ускорения кольца, достаточно исследовать временное окно в конце времени накопления ионов. Преимущество здесь в том, что в конце времени накопления сложность зарядового спектра уменьшается, и уже достигнуты относительно большие значения $(\Delta x/\sigma)$, а это снижает требования к числу измеряемых событий.

Выберем для анализа временное окно длительностью 200 мкс в конце времени накопления ионов, которое равно 1 или 30 мкс, при параметрах кольца: число электронов - $1 \cdot 10^{13}$, число ионов $1 \cdot 10^{11}$, малый радиус кольца - 0,2 см, большой радиус кольца - 4 см, энергия электронов - 20 МэВ. Тогда для анализа K_{β_1} - и K_{α_1} -линий криптона время измерения будет равно 926 или 46 ч соответственно при частоте повторения циклов ускорения 1 с^{-1} ; при частоте повторения 50 с^{-1} необходимое время уменьшается до 18,5 ч и 54 мин соответственно.

В табл. 7 показана связь между необходимым числом событий в пике, расстояниями между компонентами и числом отдельных компонентов пика. Приведено требуемое время измерения при частотах повторения циклов ускорения 1 и 50 с^{-1} .

Разложение суммарного пика на более чем три компонента требует значительных затрат времени измерения, так как в настоящее время длительность времени накопления несущественно превышает одну миллисекунду, что определяет верхний предел достигаемой степени ионизации атомов внутри электронно-ионного кольца КУТИ.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведен перечень мероприятий по защите полупроводникового спектрометра от радиационного фона КУТИ и дано требуемое время измерения, которое надо знать при планировании будущих

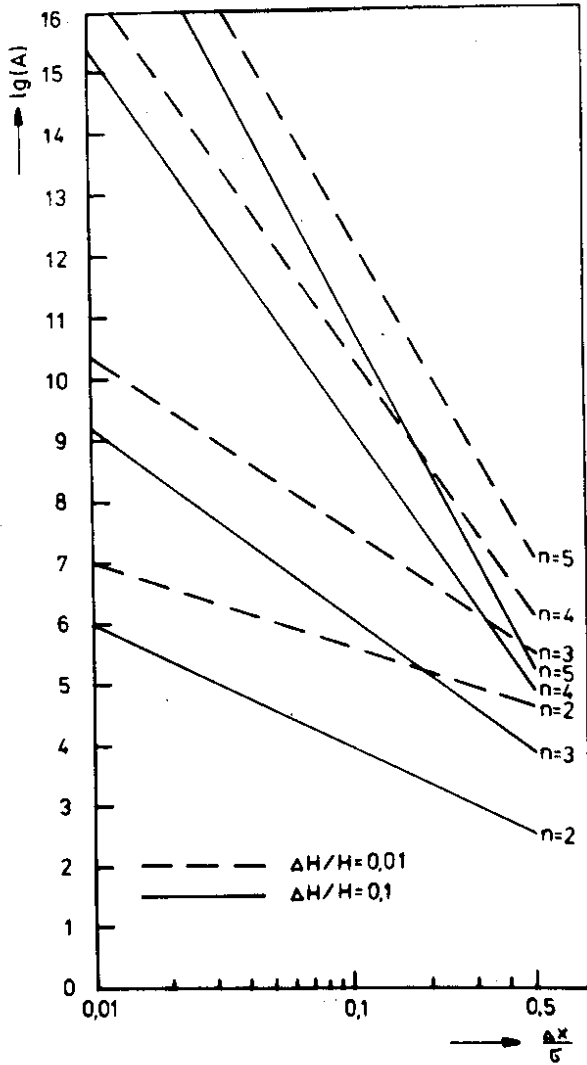


Рис. 2. Результаты численных исследований зависимости площади пика A как функции $(\Delta x/\sigma)$ от числа отдельных компонентов пика n . $\Delta H/H$ обозначает неопределенность при определении амплитуды отдельных компонентов пика.

Таблица 6

Время измерения регистрации характеристического рентгеновского излучения ксенона в электронно-ионных кольцах при различных отверстиях коллиматора. Обозначено время, позволяющее анализировать 10 временных окон шириной 100 мкс /т.е. в каждом окне набирается $1,86 \cdot 10^5$ или $6,5 \cdot 10^5$ событий К-излучения соответственно/, при разрешении сдвигов порядка $\Delta x/\sigma \approx 2 \cdot 10^{-2}$. Время измерения /в часах/ приведено для частот повторения ускорительных циклов 1 с^{-1} и для постоянной формирования импульсов 4,5 мкс, при этом поле зрения коллиматора направлено на центр электронно-ионного кольца. N_e - число электронов, N_{HI} - число ионов.

$N_e \cdot N_{HI} / 10^{22}$	Линия	Отверстие коллиматора/мм			
		1	2	3	4
5	K_{α_1}	10288	1255	336	147
	K_{β_1}	36311	4428	1187	519
10	K_{α_1}	5144	672	168	74
	K_{β_1}	18155	2214	593	259
50	K_{α_1}	1029	125	43	43
	K_{β_1}	3631	443	151	151
100	K_{α_1}	514	63	43	43
	K_{β_1}	1815	221	151	151
500	K_{α_1}	103	43	43	43
	K_{β_1}	363	151	151	151
1000	K_{α_1}	51	43	43	43
	K_{β_1}	182	151	151	151

экспериментов. Следует заметить, что в будущем планируется еще улучшить защиту спектрометра от фона нейтронов путем добавления дополнительных парафиновых стенок, что позволит увеличить время жизни детектора до его регенерации в несколько раз. В настоящее время защита от фона нейтронов

Таблица 7

Связь между площадью пика, числом отдельных компонентов суммарного пика n и энергетическим расстоянием между ними $\Delta E(n)$ при ошибке определения амплитуды пика с точностью 10% и временем измерения, необходимым для набора нужной статистики. Измерение проводится во временном окне шириной 200 мкс при частоте повторения циклов ускорения $f=1$ и 50 с^{-1} . Разложение суммарного пика осуществлено по методу наименьших квадратов при известных энергетических положениях пиков и их полуширины. ч - часы, мин - минуты; отверстие коллиматора - 2 мм, $N_e \cdot N_{HI} \sim 10^{24}$.

Площадь пика	10^4	10^5	10^6	10^7
$f = 1 \text{ Гц}$	1,2 ч	12,3 ч	123,3 ч	1233,0 ч
	4,5 ч	45,4 ч	453,9 ч	4539,0 ч
$f = 50 \text{ Гц}$	1,4 мин	14,8 мин	2,5 ч	24,7 ч
	5,4 мин	54,5 мин	9,4 ч	90,8 ч
$\Delta E(2)/\text{эВ}$	12,1	3,8	1,3	1,0
$\Delta E(3)/\text{эВ}$	56,2	30,6	12,8	6,4
$\Delta E(4)/\text{эВ}$	71,5	58,7	40,8	29,4
$\Delta E(5)/\text{эВ}$	76,6	66,4	51,1	38,2

еще не является такой сложной проблемой, как это можно ожидать в условиях работы КУТИ при относительно больших частотах повторения циклов ускорения $f = 1 \text{ с}^{-1}$; до 50 с^{-1} .

Показанные в табл. 6 времена измерения следует понимать как верхние пределы, так что анализ 10 отдельных временных окон уже позволит исследовать "тонкую структуру" развития средней степени ионизации атомов в электронном кольце. Для первых измерений, по нашему мнению, достаточен более грубый выбор временных окон, т.е. меньшее их количество с достаточной длительностью каждого.

ЛИТЕРАТУРА

1. Щорнак Г. и др. ОИЯИ, P13-12541, Дубна, 1979.
2. Müller G. et al. JINR, E7-12219, Dubna, 1979.
3. Таблицы физических величин, справочник. Атомиздат, М., 1976.
4. Koch H.W., Motz J.W. Rev.Mod.Phys., 1959, 31, p.920.
5. Зиберт Х.-У. и др. ОИЯИ, P9-10197, Дубна, 1976.
6. Vamburneck W. et al. Rev.Mod. Phys., 1972, 44, p.716.
7. Hertz G. Lehrbuch der Kernphysik, Band 2; 1. Auflage, B.G.Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig, 1960, S.165.
8. Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Е.Сегре. Пер. с англ. ИЛ, М., 1955.
9. Geller K.N. et al. Phys.Rev., 1960, 118, p.1302.
10. Карпис Л. Введение в нейтронную физику. Пер. с англ. Атомиздат, М., 1965.
11. Kraner H.W. et al. Nucl.Instr. Meth., 1968, 62, p.173.
12. Billington D.S., Crawford J.H., Jr. Radiation Damage in Solids. Princeton U.P., New Jersey, 1961.
13. Chasman C. et al. Nucl.Instr. Meth., 1965, 37, p.1.
14. Прайс В. и др. Защита от ядерных излучений. Пер. с англ. ИЛ, М., 1959.
15. Бехури Н., Вирци К. Нейтронная физика. Пер. с нем. Атомиздат, М., 1968.
16. Юс Д., Шварц Р. Атлас нейтронных сечений. Атомиздат, М., 1959.
17. Goldstein H. Fundamental Aspects of Reactor Shielding, Reading, Mass., Addison-Wesley Pub. Co., 1959.
18. Гордеев И.В. и др. Ядерно-физические константы. Атомиздат, М., 1963.
19. Stelson P.H. et al. Nucl.Instr. Meth., 1972, 98, p.481.
20. Goulding F.S., Pehl R.H. IEEE Trans. Nucl.Sci., 1972, NS-19, p.91.

Рукопись поступила в издательский отдел
13 июня 1979 года.