

## 1. Элементарная теория эффекта Комптона.

Рассеяние рентгеновских и  $\gamma$  - лучей в веществе относится к числу явлений, в которых отчетливо проявляется двойственная природа излучения. Волновая теория, удовлетворительно объясняющая эффекты рассеяния длинноволнового излучения, оказывается несостоятельной при описании рассеяния рентгеновских и  $\gamma$  - лучей, в частности, при интерпретации экспериментально обнаруживаемого факта появления в составе рассеянного излучения длинноволновых компонент, отсутствующих в спектре первичного излучения. Детально изученное американским физиком Комптоном появление смещенной компоненты в спектре рассеяния рентгеновского излучения легко объясняется в предположении, что излучение имеет чисто корпускулярную, квантовую природу, т.е., представляет собой поток фотонов, обладающих энергией  $\hbar\omega_0$  и количеством движения

$\vec{p}_0 = \hbar\vec{\omega}_0/c$ . В этом случае эффект Комптона - рассеяние рентгеновских лучей на свободных электронах вещества с появлением компоненты излучения, смещенной относительно длины волны первичного излучения в сторону увеличения, интерпретируется как результат абсолютно упругого соударения двух частиц - электрона и фотона, обладающих определенными энергией и импульсом.

Рассмотрим более подробно элементарную теорию эффекта Комптона. Положим, что электрон до соударения покоился ( т.е. начальный импульс электрона равен нулю, а фотона -  $\hbar\vec{\omega}_0/c$  ) после соударения электрон приобрел импульс  $\vec{p}_e$ , а фотон рассеивается на некоторый угол  $\varphi$  по отношению к первоначальному направлению движения и его импульс становится равным  $\hbar\vec{\omega}/c$  (см.рис.1).

Исходя из такой схемы взаимодействия (рис.1), напомним законы сохранения энергии и импульса [1]:

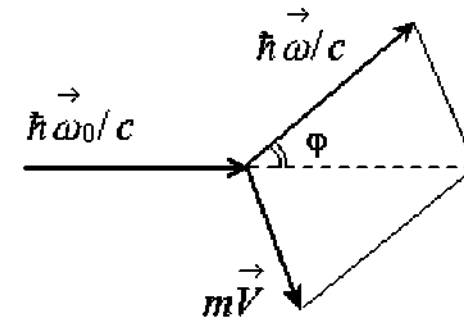


Рис.1. Диаграмма импульсов.

$$\hbar\omega_0 = \hbar\omega + (mc^2 - m_0c^2)$$

$$p_e^2 = p_0^2 + p^2 - 2p_0 p \cos\varphi, \quad \vec{p} = m\vec{V}$$

где  $\hbar$  - постоянная Планка;  $\omega_0$ ,  $\omega$  - частоты падающего и

рассеянного квантов соответственно;  $\vec{V}$  - скорость рассеянного электрона. Проведя несложные алгебраические преобразования, нетрудно убедиться, что изменение длины волны рассеянного кванта связано с углом рассеяния  $\varphi$  следующим соотношением:

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \Lambda(1 - \cos\varphi), \quad (1)$$

где  $\lambda_0$ ,  $\lambda$  - длины волн фотона до и после рассеяния соответственно, а величина

$$\Lambda = h/m_0c = 0,0242 \text{ \AA} \quad (2)$$

называется комptonовской длиной волны электрона. Из формулы (1) следует, что комptonовское смещение  $\Delta\lambda$  не зависит от длины волны первичного излучения. Результаты эксперимента Комптона оказались в прекрасном согласии с приведенной формулой, хотя при ее выводе и не учитывалось наличие связи электрона в атоме. Кажущееся несоответствие нетрудно понять, если вспомнить, что энергия связи наружных электронов в легких атомах измеряется десятками электронвольт, в то время как энергия рентгеновских квантов в опытах Комптона составляла десятки килоэлектронвольт. Естественно, что энергия связи в этих опытах не могла существенным образом изменить рассматриваемую здесь схему взаимодействия. Формулу (1) нетрудно обобщить на случай движущегося электрона. При этом оказывается, что  $\Delta\lambda$  зависит от начальной скорости электрона, причем при рассеянии на электроне, движущемся навстречу кванту с достаточно высокой энергией, энергия рассеянного кванта может даже возрасти. Заметим, что комptonовское рассеяние может происходить не только на электроне, но и на любой частице, способной взаимодействовать с электромагнитным излучением.

При этом все формулы, основанные на законе сохранения, остаются справедливыми (с заменой  $m_0$  на массу покоя рассматриваемой частицы).

Из формулы (1) не следует, что в рассеянном излучении не присутствует *несмещенная* линия. Это объясняется допущением, что рассеяние происходит только на свободных электронах. Возникновение несмещенной компоненты в спектре рассеянного излучения связано с тем, что при взаимодействии коротковолнового электромагнитного излучения с веществом возможны различные процессы, отличные по своей природе от комptonовского рассеяния. Основной причиной появления несмещенной компоненты можно считать когерентное (рэлеевское) рассеяние на связанных электронах. Такое рассеяние можно рассматривать как процесс, при котором атомы вещества вначале поглощают падающие рентгеновские кванты и переходят в «возбужденное» состояние, затем, возвращаясь в первоначальное состояние, излучают фотоны. При этом изменение количества

движения воспринимается атомом в целом, так как электроны внутренних оболочек прочно связаны с атомами. Поскольку масса атома велика, то квант практически не передает ему своего количества движения, т.е. рассеянный фотон имеет ту же энергию и то же количество движения, что и падающий. Таким образом, процесс когерентного рассеяния можно рассматривать как процесс упругого столкновения рентгеновского кванта с тяжелым атомом в целом.

По мере роста атомного номера рассеивателя, интенсивность, (а следовательно, и сечение<sup>1</sup>) когерентного рассеяния растет как  $Z^2$ . При рассеянии  $\gamma$ -лучей средних и больших энергий сечение когерентного рассеяния мало, однако при очень малых энергиях рентгеновского излучения когерентное рассеяние может быть определяющим процессом взаимодействия излучения с веществом [2,3]. В отличие от когерентного рассеяния зависимость интенсивности комptonовского рассеяния от  $Z$  слабая. Сечение комptonовского рассеяния на атоме пропорционально его порядковому номеру и уменьшается как  $(\hbar\omega)^{-1}$  (при  $\hbar\omega \gg m_0c^2$ ) с ростом энергии рентгеновских лучей.

Качественно объяснить описанную выше зависимость интенсивности смещенной и несмещенной компонент от природы вещества можно следующим образом: чем меньше  $Z$  элемента, тем больше доля слабосвязанных электронов, которые можно рассматривать как свободные, т.е. тем больше интенсивность смещенной компоненты, обусловленной комptonовским рассеянием на свободных электронах, и, наоборот, чем больше порядковый номер элемента, тем меньше доля слабосвязанных электронов и тем больше интенсивность несмещенной компоненты, обусловленной когерентным (рэлеевским) рассеянием

<sup>1</sup>Сечение процесса характеризует вероятность данного процесса взаимодействия (соударения) между частицами [2].  
на связанных электронах.

## 2. Взаимодействие $\gamma$ - излучения с веществом.

При прохождении  $\gamma$  - лучей через вещество, наряду с рассеянием  $\gamma$  - квантов на свободных и связанных электронах (комpton-эффект и когерентное рассеяние, соответственно), могут происходить и другие процессы взаимодействия их с веществом. К таким процессам относятся: фотоэффект, фотоядерное поглощение, рассеяние на ядрах, образование пар электрон-позитрон в кулоновском поле ядра и электрона и др. [4]. Вероятность того или иного процесса сложным образом зависит от энергии  $\gamma$  - квантов и природы вещества. Как отмечалось выше

(см.1), сечение когерентного рассеяния пропорционально  $Z^2$  и быстро убывает с ростом энергии  $\gamma$  - квантов. Напротив, сечение комптоновского рассеяния слабо зависит от  $Z$  (рассеяние на свободном электроне) и приблизительно обратно пропорционально энергии  $\gamma$  - лучей.

Фотоэлектроны могут быть вырваны  $\gamma$  - квантами из любой оболочки атома ( $K, L, M,$  и т.д.), но свободный электрон не может поглотить фотон, поскольку для сохранения импульса и энергии необходимо третье тело - например, ядро.

Установлено, что наибольший вклад (~80%) в фотоэффект дает  $K$  - оболочка, если энергия фотонов больше энергии связи  $K$  - электронов с ядром. Сечение фотоэффекта быстро, как  $Z^4 - Z^5$ , возрастает с увеличением атомного номера элемента; кроме того, оно падает с ростом энергии  $\gamma$  - лучей как  $(\hbar\omega)^{-3}$  при  $\hbar\omega < 0,2$  МэВ или как  $(\hbar\omega)^{-1}$  при  $\hbar\omega > 0,5$  МэВ.

Если энергия  $\gamma$  - лучей  $\hbar\omega > 2mc^2 = 1,02$  МэВ, то возможен процесс рождения пары <sup>2)</sup> - электрона и позитрона. Рождение пары может происходить при взаимодействии  $\gamma$  - кванта либо с полем ядра, либо с полем электрона. Причем в случае  $\hbar\omega < 10$  МэВ сечение образования пар в кулоновском поле электрона в  $10^3$  раз меньше сечения их образования в поле ядра. Сечение образования пар в поле ядра быстро растет с ростом  $\hbar\omega$ , а затем стремится к некоторому постоянному значению, различному для веществ с различным  $Z$ . С ростом  $Z$  сечение рождения пар в поле ядра растет как  $Z^2$ .

Порог образования пар зависит от массы частицы, в поле которой образуется пара. Так, в поле ядра порог равен 1,02 МэВ, а в поле электрона - 2 МэВ. Это связано с законом сохранения импульса.

Заметим, что указанные выше процессы взаимодействия излучения с веществом (фотоэффект, комптоновское рассеяние, рождение пар) приводят к возникновению быстрых электронов.

Процессы взаимодействия  $\gamma$  - лучей с атомными ядрами (комптоновское рассеяние на ядре, когерентное рассеяние на ядре и др.) существенны при высоких энергиях  $\gamma$  - излучения (>10 - 30 МэВ).

Все эти процессы прохождения  $\gamma$  - лучей через вещество приводят к их частичному поглощению и рассеянию. Интен-

---

<sup>2)</sup> Образование пары - процесс превращения фотона в пару из электрона и позитрона, происходящий при столкновении фотона с какой-либо заряженной частицей.

сивность пучка  $\gamma$  - квантов после прохождения слоя вещества толщиной  $x$  определяется соотношением.<sup>3)</sup>

$$I = I_0 e^{-n\sigma x} = I_0 e^{-\mu x}, \quad (3)$$

где  $I_0$  - интенсивность падающего пучка ( в точке  $x = 0$  );  $n$  -

число атомов в  $1 \text{ см}^3$ , а величина

$$\mu = n\sigma \quad (4)$$

называется линейным коэффициентом поглощения,  $\sigma$  - полное сечение поглощения  $\gamma$  - квантов, равно:

$$\sigma = \sigma_{\phi} + \sigma_{\kappa} + \sigma_p + \sigma_n + \sigma_{\phi p} \quad (5)$$

где  $\sigma_{\phi}$ ,  $\sigma_{\kappa}$ ,  $\sigma_p$ ,  $\sigma_n$ ,  $\sigma_{\phi p}$  - сечения фотоэффекта, комптоновского рассеяния, рэлеевского рассеяния, образования пар и фоторасщепления ядер, соответственно. Поскольку каждое из слагаемых в (5), как указывалось выше, сложным образом зависит от энергии  $\gamma$  - лучей и природы вещества ( $Z$ ), то  $\sigma$  - полное сечение взаимодействия  $\gamma$  - квантов с веществом, а следовательно, и  $\mu$  - линейный коэффициент поглощения сложным образом зависят от природы вещества и от длин волн рентгеновских лучей. При этом относительная роль отдельных слагаемых в (5) в зависимости от энергии  $\gamma$  - лучей и рода вещества ( $Z$ ) может сильно меняться. Так, в свинце фотоэффект является доминирующим процессом вплоть до энергий 500 кэВ, что объясняется большим значением  $Z$  свинца и сильной зависимостью от  $Z$  сечения фотоэффекта. В интервале энер-

гий  $0,5 \text{ МэВ} < \hbar\omega < 5 \text{ МэВ}$  определяющим процессом является эффект Комптона. Начиная с 5 МэВ, в свинце преобладает процесс рождения пар (его сечение  $\sim Z^2$ ). Таким образом, с большой точностью можно положить

$$\mu = \sigma n = \sigma_{\kappa} n + \sigma_{\phi} n + \sigma_n n = \mu_{\kappa} + \mu_{\phi} + \mu_n \quad (6)$$

где  $\mu_{\kappa}$ ,  $\mu_{\phi}$ ,  $\mu_n$  - линейные коэффициенты ослабления для эффекта Комптона, фотоэффекта, образования пар, соответственно ( рэлеевское рассеяние вносит незначительный вклад в ослабление  $\gamma$  - лучей в свинце ). На рис.2 приведены кривые зависимости линейных коэффициентов поглощения указанных процессов и полного коэффициента ослабления от энергии  $\gamma$  - лучей для свинца.

Из рисунка видно, что при малых  $\hbar\omega$  поглощение (полное сечение) быстро уменьшается при увеличении  $\hbar\omega$ , так как быстро уменьшается вероятность фотоэффекта. При энергии 3 - 4 МэВ оно минимально, а затем при больших энергиях поглощение вновь увеличивается вследствие процесса рождения пар, который с ростом энергии квантов становится преобладающим. В области энергий  $0,5 \text{ МэВ} \leq \hbar\omega \leq 4 \text{ МэВ}$  наиболее существенным является эффект Комптона.

Из вышеизложенного следует, что экспериментально эффект Комптона проявляется наиболее отчетливо, если использовать:

- а) в качестве рассеивателя легкие элементы ;
- б)  $\gamma$  - лучи с энергией от нескольких сот килоэлектрон-вольт до 2 - 3 МэВ.

<sup>3</sup> Отметим, что этот закон ослабления пучка  $\gamma$  - квантов справедлив для вещества не очень больших толщин, когда мала вероятность многократного взаимодействия.

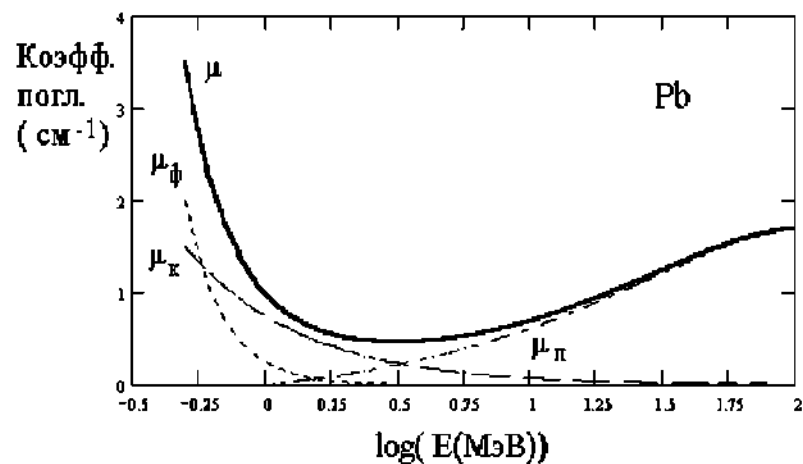


Рис. 2. Зависимость линейного коэффициента поглощения  $\gamma$  - лучей для свинца.

### 3. Методика эксперимента.

Изучение эффекта Комптона будет в основном состоять в проверке соотношения (1). Поэтому эксперимент следует поставить в соответствии со схемой, изображенной на рис.1. Для осуществления такого эксперимента необходимо иметь:

- а) источник монохроматических  $\gamma$  - лучей, хорошо коллимированный;
- б) детектирующее устройство, позволяющее измерять длину волны первичного и рассеянного излучений;
- в) вещество-рассеиватель, на электронах которого происходит комптоновское рассеяние.

В классической схеме опыта, осуществленной Комптоном, использовалась рентгеновская молибденовая трубка ( источник ), графит ( рассеиватель ) и рентгеновский спектрограф на основе ионизационной камеры. В настоящее время эта схема представляется достаточно громоздкой. В настоящей задаче для исследования эффекта Комптона применяется метод сцинтилляционного  $\gamma$  - спектрометра. В качестве источника  $\gamma$ -лучей

используют радиоактивный изотоп  $^{137}\text{Cs}$ , в качестве рассеивателя - органический кристалл стильбен, а для детектирования излучения применяется сцинтилляционный счетчик.

**Радиоактивный источник  $^{137}\text{Cs}$**  испускает  $\gamma$  - лучи с энергией 662 кэВ, т.е. в оптимальном диапазоне для наблюдения эффекта Комптона, и рентгеновское излучение (  $\sim 30$  кэВ; оно поглощается в веществе оболочки источника ).

**Рассеиватель - стильбен** - органическое вещество, состоящее из атомов углерода и водорода (малые  $Z$ ). Атомы этих элементов имеют малые энергии ионизации и при энергиях фотонов  $\sim 0,6 - 0,7$  МэВ их электроны можно рассматривать как свободные, т.е.  $\gamma$  - лучи будут рассеиваться главным образом на «свободных» электронах ( эффект Комптона будет доминировать над когерентным рассеянием ).

**Сцинтилляционный  $\gamma$  - счетчик** предназначен для измерения интенсивности потока  $\gamma$  - квантов и исследования спектрального состава  $\gamma$  - излучения. Основными его элементами являются рабочее вещество - сцинтиллятор, в котором  $\gamma$  - кванты вызывают вспышку люминесценции, и фотоэлектронный умножитель ( ФЭУ ), преобразующий вспышку в импульс электрического тока.

При прохождении  $\gamma$  - квантов через вещество из-за взаимодействия их с атомами сцинтиллятора при некоторых процессах возникают быстрые электроны, ядра отдачи и т. д. Эти «вторичные» частицы, двигаясь в веществе, теряют свою энергию, расходуя ее на ионизацию и возбуждение атомов среды. Излучение возбужденных атомов может поглощаться в том же веществе. В люминесцирующих средах значительная часть его выходит из среды - излучается веществом в виде световой вспышки. Среди характеристик сцинтиллятора основными являются световой выход и время высвечивания. Световой выход - это отношение энергии световой вспышки к энергии, теряемой  $\gamma$  - квантом в сцинтилляторе. Для обычно применяемых сцинтилляторов он колеблется от  $\sim 1$  до 25%. Однако, этого еще недостаточно, чтобы использовать вещество в качестве сцинтил-

лятора. Для того, чтобы зарегистрировать вспышку света, необходимо, чтобы световые кванты вышли из вещества. Отношение световой энергии, вышедшей из вещества, к энергии, потерянной в нем  $\gamma$  - квантами, называют техническим выходом. Технический выход зависит от прозрачности вещества, его толщины, состояния поверхности и т.д. В большинстве случаев интенсивность вспышки  $I$  с течением времени  $t$  изменяется по закону [4]:

$$I = I_0 e^{-t/\tau}, \quad (7)$$

где  $\tau$  - время высвечивания, т.е. время, в течение которого интенсивность вспышки уменьшается в  $e$  раз.

При использовании сцинтиллятора в счетчике к нему предъявляют следующие требования:

- а) световой выход должен быть достаточно велик;
- б) сцинтиллятор должен быть прозрачным для света собственной люминесценции;
- в) спектр люминесценции сцинтиллятора должен лежать в области высокой чувствительности фотокатода ФЭУ;
- г) сцинтиллятор должен обладать малым временем высвечивания, что необходимо для создания малоинерционного сцинтилляционного счетчика.

В таблице приведены значения основных характеристик сцинтилляторов, наиболее часто используемых в качестве рабочего вещества в сцинтилляционных  $\gamma$  - детекторах.

Таблица  
Основные характеристики  
сцинтилляторов

Сцинтиллятор	Плотность вещества сцинтиллятора, г/см <sup>3</sup>	Световой выход	Время высвечивания, сек.
Стильбен C <sub>14</sub> H <sub>12</sub>	1,16	2,8	(3-7) 10 <sup>-9</sup>
NaI	3,67	8,0	2,5 10 <sup>-7</sup>

**Фотоэлектронный умножитель (ФЭУ)** - электровакуумный прибор, в котором фототок, получаемый при освещении катода этого прибора, усиливается в результате вторичной электронной эмиссии [6]. ФЭУ состоит из фотокатода, фокусирующего электрода, нескольких эмиттеров и анода. Световые кванты, попадающие на фотокатод, выбивают фотоэлектроны. Поток фотоэлектронов с катода попадает на первый эмиттер. Усиленный в  $n$  раз в результате вторичной электронной эмиссии, ток вторичных электронов попадает на второй эмиттер; затем, усиленный еще в  $n$  раз, на третий эмиттер и т.д. Конфигурация электрического поля, необходимая для того, чтобы электроны с одного эмиттера попадали на другой, обеспечивается соответствующей формой последних, а необходимая энергия вторичных электронов - соответствующим потенциалом на эмиттерах. С последнего,  $N$ -го эмиттера снимается ток, усиленный в  $n^N$  раз, т.е. коэффициент усиления  $k$  умножителя равен

$$k = Q n^N, \quad (8)$$

где  $Q$  - численный коэффициент  $\sim 1$ .

Этот поток электронов улавливается анодом. Сильная зависимость коэффициента усиления  $k$  фотоумножителя от ускоряющего напряжения обуславливает необходимость хорошей стабилизации его источника питания.

$$k \cong \theta U^N, \quad (9)$$

где  $\theta - const$ , а  $U$  - ускоряющее напряжение. ФЭУ - линейный прибор: амплитуда электрического сигнала с ФЭУ пропорциональна интенсивности световой вспышки. Время пролета электронов в ФЭУ из-за разброса их начальных скоростей и различия в длинах их траекторий, испытывает значительные отклонения от среднего. Импульс с ФЭУ растянут до  $10^{-9} - 10^{-8}$  с, т.е. ФЭУ обладает конечным временем разрешения. Сцинтилляционная вспышка, попав на катод ФЭУ, приводит к появлению на его аноде импульса тока, который может быть зарегистрирован и измерен при помощи специальной электронной аппаратуры. Число сцинтилляционных вспышек в сцинтилляторе, а следовательно, число импульсов тока в ФЭУ, пропорционально числу падающих на него  $\gamma$  - квантов ( интенсивности потока  $\gamma$  -

квантов). Таким образом, подсчитывая число импульсов с детектора (сцинтилляционного счетчика) можно определить интенсивность пучка  $\gamma$ -лучей. Однако сцинтилляционный счетчик можно использовать и в качестве сцинтилляционного  $\gamma$ -спектрометра. Действительно, поскольку амплитуда импульса тока в случае линейного режима работы ФЭУ пропорциональна интенсивности сцинтилляции, которая, в свою очередь, пропорциональна энергии  $\gamma$ -кванта, поглощенного в веществе фосфора, то, анализируя с помощью специальной электронной аппаратуры амплитуду импульсов с детектора, можно получить представление об энергии  $\gamma$ -квантов в пучке, т.е. решать задачи  $\gamma$ -спектроскопии. Именно в таком качестве используется сцинтилляционный счетчик в варианте лабораторной работы, использующем сцинтилляционный  $\gamma$ -спектрометр.

### ЛИТЕРАТУРА.

1. Шпольский Э.В. Атомная физика. - М.: Наука, 1974, т. 1, с.125-126.
2. Месси Г., Бархоп Е. Электронные и ионные столкновения. - М.: ИЛ, 1958.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. - М.: Наука, 1967.
4. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. Атомиздат, Москва, 1970.
5.  $\alpha$ -,  $\beta$ -,  $\gamma$ -спектроскопия. Сборник статей под ред. К.Зигбана. - М.: Атомиздат, 1958.
6. Чечик Н.О., Файнштейн С.М. Лифшиц Т.М. Электронные умножители. - М.: Гостехиздат, 1957.

Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова

**Научно\_исследовательский институт ядерной физики имени  
Д.В.Скобельцына**

Кафедра атомной физики, физики плазмы и микроэлектроники  
Лаборатория общего атомного и ядерного практикумов

**Л.Д.Богомолова, Н.В.КоропченкоН.А.Красильникова,  
С.С.Красильников,В.В.Тарасова**

## **Атомный практикум**

**( Сцинтилляционный  $\gamma$ -спектрометр )  
Эффект Комптона**

Лабораторная работа № 11

**( Сцинтилляционный  $\gamma$ -спектрометр )**

Под редакцией  
Красильникова С. С.

*УНЦ ДО  
Москва  
2005*



# МЕТОД СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО $\gamma$ -СПЕКТРОМЕТРА

## Введение

Как уже отмечалось ранее, изучение эффекта Комптона будет состоять в проверке соотношения (1):

$$\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 = \Lambda(1 - \cos \varphi)$$

Для определения длин волн рассеянного  $\gamma$ -излучения в данном варианте опыта Комптона используется сцинтилляционный  $\gamma$ -спектрометр, основными элементами которого являются сцинтилляционный счетчик и анализатор импульсов с ФЭУ, амплитуда которых пропорциональна интенсивности сцинтилляционных вспышек, пропорциональной, в свою очередь, энергии  $\gamma$ -квантов, поглощенных в веществе сцинтиллятора. К появлению сцинтилляционной вспышки в результате прохождения  $\gamma$ -излучения через вещество в диапазоне энергий до 1,5 МэВ могут приводить: фотоэффект, комптоновское рассеяние и образование пар. В каждом из этих процессов квант передает электрону различную долю энергии, которая при движении частицы в сцинтилляторе выделяется в виде вспышки соответствующей интенсивности.

При фотоэффекте энергия  $\gamma$ -кванта передается связанному электрону; часть энергии идет на отрыв электрона от атома, остальная - переходит в кинетическую энергию фотоэлектрона. Поскольку сечение процесса фотоэффекта пропорционально

$Z^4 - Z^5$ , высокой эффективностью регистрации низкоэнергетического  $\gamma$ -излучения обладают сцинтилляторы, содержащие химические элементы с большим  $Z$  (например, NaI или CsI). Так как энергия  $\gamma$ -кванта практически полностью переходит в кинетическую энергию фотоэлектрона, которая расходуется в веществе сцинтиллятора, интенсивность люминесцентной вспышки и, следовательно, амплитуда импульса тока с ФЭУ пропорциональна энергии  $\gamma$ -кванта.

При комптоновском эффекте лишь часть энергии первичного  $\gamma$ -кванта передается электрону и поглощается веществом сцинтиллятора, давая вспышку, соответствующую энергии электрона отдачи, меньшей, чем энергия первичного  $\gamma$ -кванта. Рассеянный  $\gamma$ -квант уносит остаток энергии. Для образования пары электрон-позитрон требуется энергия 1,022 МэВ, а оставшаяся энергия  $\gamma$ -кванта переходит в кинетическую энергию, распределенную между электроном и позитроном. После того, как электрон и позитрон потеряют свою энергию, позитрон аннигилирует с каким-либо близкорасположенным электроном, порождая  $\gamma$ -кванты, которые могут покинуть сцинтиллятор. Поскольку процесс образования пар электрон-позитрон начинается при энергиях выше 1 МэВ,  $\gamma$ -излучение препарата  $^{137}\text{Cs}$  (662 кэВ) не рождает электрон-позитронных пар.

Таким образом, излучение будет поглощаться в сцинтилляторе (NaI или CsI) в результате двух процессов: фотоэффекта и эффекта Комптона.

Тот факт, что  $\gamma$ -кванты при различных процессах взаимодействия оставляют в сцинтилляторе различную долю своей первоначальной энергии, обуславливает появление на выходе  $\gamma$ -спектрометра импульсов разной амплитуды<sup>1</sup>. На рис. 3 приведено типичное распределение импульсов по величине амплитуды, получаемое на выходе  $\gamma$ -спектрометра со сцинтиллятором NaI от монохроматического (662 кэВ)  $\gamma$ -источника.

По оси абсцисс отложена величина импульса, пропорциональная энергии электрона-фотоэлектрона или электрона отдачи, а по оси ординат - относительная частота появления импульсов данной амплитуды.

**Пик А** называется пиком полного поглощения. Происхождение этого пика связано с процессом фотоэффекта. Энергия приобретаемая электроном при фотопоглощении  $\gamma$ -кванта равна  $\hbar\omega - E_i$ , где  $\hbar\omega$  - энергия  $\gamma$ -кванта, а  $E_i$  - энергия ионизации атома; так как  $E_i \ll \hbar\omega$ , то энергия, соответствующая пику полного поглощения практически равна энергии падающего  $\gamma$ -кванта.

Непрерывное распределение импульсов между точками В и Е создается электронами отдачи, возникающими при комптоновском рассеянии  $\gamma$ -кванта с последующим вылетом рассеянного кванта из кристалла (сцинтиллятора). Сравнительно резкий край спектра со стороны высоких амплитуд (энергий) обуславливается тем, что функция распределения электронов отдачи по энергиям заметно возрастает вблизи максимальной энергии электронов отдачи,

после чего падает до нуля; этот край определяется, следовательно, максимальной энергией  $E_{\max}$ , которую может передать фотон электрону

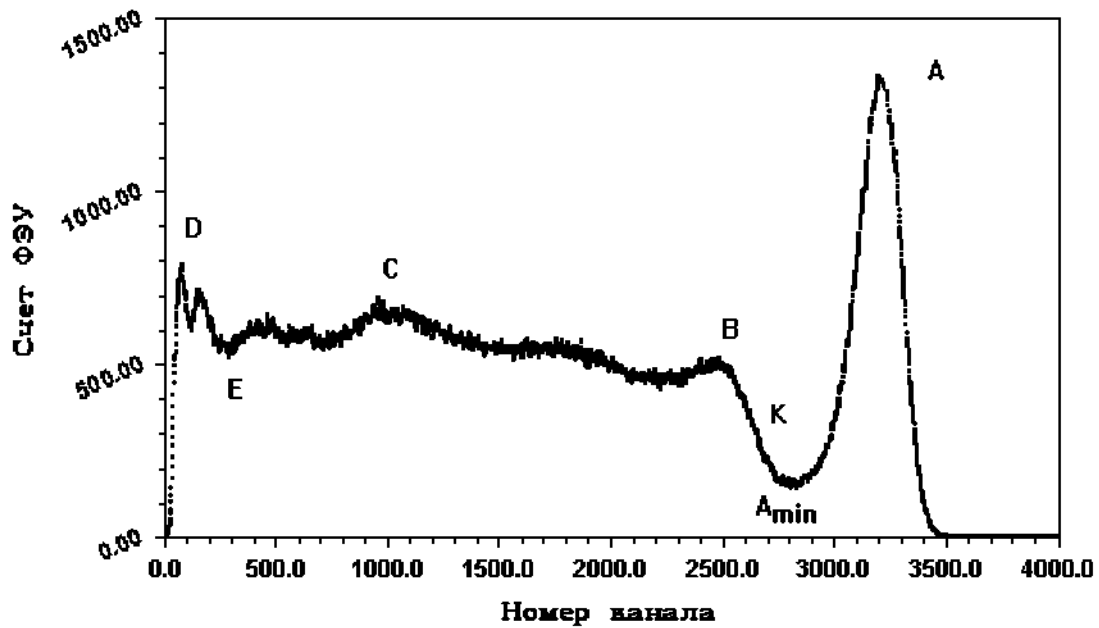


Рис.3. Распределение импульсов  $\gamma$ -спектрометра по энергиям.

$$E_{\max} = 2E_{\gamma}^2 / (1 + 2E_{\gamma}), \quad (10)$$

где  $E_{\gamma}$  - энергия  $\gamma$ -кванта в единицах  $m_0c^2$ .

Пик С («пик обратного рассеяния») обусловлен  $\gamma$ -излучением, которое подверглось комптоновскому рассеянию в веществе защиты источника и ФЭУ под углом  $180^\circ$  и возвратилось в кристалл NaI с последующим полным поглощением.

В низкоэнергетической части спектра могут наблюдаться пики (например, пик D), связанные с рентгеновским излучением защиты или многократным рассеянием  $\gamma$ -квантов в ней.

Из вышеизложенного следует, что с помощью сцинтилляционного спектрометра может быть измерена энергия  $\gamma$ -квантов монохроматического излучения по положению пика полного поглощения, если имеется градуировка, связывающая амплитуду импульсов на выходе электронного устройства и энергию  $\gamma$ -излучения, попадающего на кристалл  $\gamma$ -спектрометра. Целью настоящей работы является экспериментальная проверка формулы Комптона (1), которая может быть осуществлена путем измерения энергии первичного и рассеянного под разными углами  $\gamma$ -излучений с помощью сцинтилляционного  $\gamma$ -спектрометра, а также оценка сечения комптоновского рассеяния с помощью методики описанной ниже.

### **1. Оценка сечения комптоновского рассеяния.**

Сцинтилляционный  $\gamma$ -спектрометр позволяет оценить сечение процесса комптоновского рассеяния. В предлагаемом варианте опыта такая оценка носит весьма приближенный характер, обусловленный методическими трудностями. Из формул (3), (6) следует, что при выбранной нами энергии  $\gamma$ -источника (662 кэВ) при прохождении  $\gamma$ -квантов через вещество (например, NaI) ослабление потока  $\gamma$ -квантов будет

происходить в основном из-за двух процессов: фотоэффекта и комптоновского рассеяния, т.е.

$$\mu = \mu_{\phi} + \mu_{\kappa} \quad (11)$$

Величина  $\mu_{\phi} = \sigma_{\phi} N$ , где  $\sigma_{\phi}$  - сечение процесса фотоэффекта, характеризует вероятность фотопоглощения  $\gamma$ -кванта в результате взаимодействия с атомами вещества (со связанными электронами);  $N$  - число атомов в  $1 \text{ см}^3$  вещества. Если имеем сцинтиллятор толщиной  $L$ , то вероятность процесса фотопоглощения  $\gamma$ -кванта в сцинтилляторе\*) ( $W_{\phi}$ ) равна

$$W_{\phi} = \sigma_{\phi} NL \quad (12)$$

С другой стороны, она равна

$$W_{\phi} = I_{\phi} / I_0, \quad (13)$$

где  $I_{\phi}$  - количество  $\gamma$ -квантов, испытавших фотопоглощение в объеме сцинтиллятора, а  $I_0$  - количество  $\gamma$ -квантов, падающих на сцинтиллятор. Приравнивая правые части (12) и (13), получим:

---

<sup>\*</sup> Это соотношение справедливо в предположении, что  $\sigma NL \ll 1$ , т.е.  $L \leq 1/\sigma_{\phi} N$  где  $1/(\sigma_{\phi} N) = \lambda$  - длина свободного пробега  $\gamma$ -кванта для процесса фотопоглощения.

$$\sigma_{\phi} = I_{\phi} / (I_0 NL) = S_{\phi} / (S_0 NL) \quad (14)$$

где  $L$  - линейный размер сцинтиллятора, находящегося под пучком, совпадающим с его диаметром в случае цилиндрической формы. Определяя в эксперименте величины  $S_0$  - площадь (интеграл) дифференциального спектра, пропорциональную  $I_0$  (т.е. площадь под всей кривой) и  $S_{\phi}$  - площадь (интеграл) части дифференциального спектра (под пиком полного поглощения, от

$A_{\min}$  вправо до конца в сторону больших  $V$ ), пропорциональную  $I_{\phi}$ , можно, используя соотношение (14), оценить сечение фотопоглощения. Сечение комптоновского рассеяния на атоме (молекуле) можно оценить с помощью аналогичного (14) соотношения:

$$\sigma_k = I_k / (I_0 NL) = S_k / (S_0 NL), \quad (15)$$

где  $S_0$ -площадь (интеграл) дифференциального спектра, пропорциональная  $I_0$ , а  $S_k$ -площадь (интеграл) части (от  $A_{\min}$  до E) дифференциального спектра (пропорциональная  $I_k$ ).

## 2. Схема опыта

Блок-схема установки, предназначенной для выполнения данной лабораторной работы, изображена на рис.5. Установка

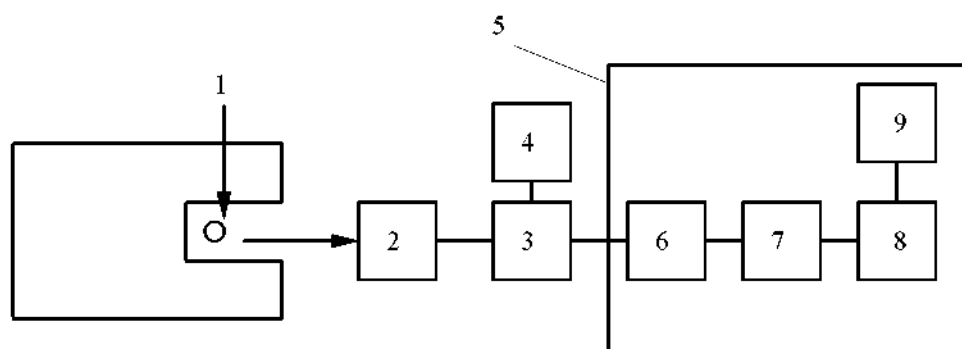


Рис. 4. Блок-схема установки (пояснения в тексте).

состоит из радиоактивного источника  $^{137}\text{Cs}$  (1), экранированного толстым слоем свинца, рассеивателя (2), детектора (3), в котором объединены фосфор (кристалл NaI) и фотозлектронный умножитель (ФЭУ), соединенный с блоком питания (4). Сигнал с ФЭУ поступает на электронное устройство (5), которое состоит из катодного повторителя (6), амплитудного анализатора (7) (многоканальная плата), компьютера (8) и монитора (9).

Назначение и принцип работы ФЭУ и фосфора в сцинтилляционном  $\gamma$ -спектрометре обсуждались выше. Как отмечалось ранее, импульсы тока на выходе ФЭУ различаются



по амплитуде в зависимости от того, какая доля энергии  $\gamma$  - кванта, попадающего в сцинтиллятор, поглощается в нем с выделением световой вспышки. Для того, чтобы получить спектр энергий, выделенных в веществе сцинтиллятора, необходимо, во-первых, определить спектр этих импульсов, т.е. частоту повторения импульсов данной амплитуды в зависимости от величины амплитуды и, во-вторых, установить связь между амплитудой импульсов и энергией  $\gamma$ -кванта. Остановимся теперь на роли и принципе действия электронного устройства, используемого в данном спектрометре. Эту функцию выполняет электронное устройство являющееся амплитудным дискриминатором в виде 10-разрядного АЦП, обеспечивающего разбивку спектра на 1024 канала. Емкость каждого канала  $\sim 2^{16}$ . Таким образом, данное электронное устройство обеспечивает:

а) преобразование импульсов тока ФЭУ в импульсы напряжения, достаточные для срабатывания амплитудного анализатора;

б) автоматический отбор импульсов, принадлежащих интервалу амплитуд  $V_n \div V_{n+1}$  для каждого канала (в случае нахождения дифференциального спектра).

### 3. Постановка эксперимента

Эксперимент предполагает следующее:

1. Получить дифференциальный спектр импульсов при прямом (без рассеивателя) попадании  $\gamma$ -излучения от источника на детектор. Этот спектр, как отмечалось выше, по

существо воспроизводит спектр энергий электронов-фотоэлектронов и электронов отдачи. Определить на спектре пик фотоэлектронов - пик полного поглощения. В предположении, что амплитуда импульса пропорциональна энергии  $\gamma$ -кванта и что пик полного поглощения соответствует энергии 662 кэВ, провести градуировку амплитуд.

2. Величина комптоновского сдвига не зависит от природы рассеивающего вещества. На дифференциальном спектре импульсов, полученном без рассеивателя, можно определить положение «пика обратного рассеяния» и, пользуясь градуировкой кэВ/В, вычислить соответствующую ему энергию. Как было отмечено выше, «пик обратного рассеяния» обусловлен комптоновским рассеянием  $\gamma$ -лучей в веществе защиты источника на  $180^\circ$ . Таким образом, энергия «пика обратного рассеяния» равна энергии  $\gamma$ -квантов, подвергнувшихся комптоновскому рассеянию на  $180^\circ$ . Вычислив соответствующие значения  $\lambda$  и  $\Delta\lambda$ , также проводят сравнение с теоретическим  $\Delta\lambda_{180}$ , определенным по формуле (1). Используя формулу (10), проверить выполнение закона сохранения энергии.

3. Если между источником и детектором поместить рассеиватель и повернуть детектор на угол к линии, соединяющей источник и рассеиватель, то на детектор будут падать  $\gamma$ -кванты, имеющие в соответствии с формулой (1) меньшую энергию. Их энергию можно измерить по положению пика полного поглощения в дифференциальном спектре импульсов (с учетом градуировки амплитуд, проведенной в п.1).

Следует отметить, что интенсивность  $\gamma$ -квантов, испытавших комптоновское рассеяние на угол  $\varphi$ , уменьшается с увеличением угла  $\varphi$ . Если при этом учесть, что относительная среднестатистическая ошибка в определении числа импульсов  $I$  пропорциональна  $1/\sqrt{I}$ , то для того, чтобы обеспечить хорошую точность при снятии дифференциального спектра, необходимо при малой интенсивности потока фотонов сильно увеличить время измерений. В данной работе предполагается:

а) проводить измерения для углов (по указанию преподавателя)  $\varphi = 20^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$ .

б) вычислить энергию  $\gamma$ -квантов, рассеянных под углами, пользуясь градуировкой кэВ/В.

Вычислить длину волны  $\gamma$ -лучей, получаемых от источника и рассеивателя под углами. Определить экспериментальную величину комптоновского смещения  $\Delta\lambda$  и сравнить с теоретическим, вычисленным по формуле (1).

4. Измерение энергии электромагнитного излучения с помощью сцинтилляционных  $\gamma$ -спектрометров относится к категории высоко точных. Тем не менее это справедливо только в том случае, когда выполняются определенные условия (диафрагмы, расположение источника и детектора, защита детектора и т.д.), позволяющие уменьшить ошибки, связанные с конечными размерами пучка  $\gamma$ -излучения. В принципе в случае измерения энергии  $\gamma$ -лучей в установке, аналогичной используемой в данной задаче, ошибка складывается из:

а) статистической ошибки, определяемой количеством зарегистрированных событий ( $I$ ), и пропорциональной  $1/\sqrt{I}$ ;

б) ошибки за счет чувствительности детектирующего устройства;

в) ошибки, связанной с геометрией опыта (установки).

Расчеты показывают, что за счет первых двух причин ошибка в определении энергии в нашей установке (условиях опыта) может не превышать 10%; с учетом третьей причины при измерении энергии рассеянных, например, под углом  $45^\circ$   $\gamma$ -квантов суммарная ошибка составляет  $\sim 20\%$ .

5. Оценить сечение фотоэффекта в NaI. Для этого нужно определить число  $\gamma$ -квантов, падающих на детектор ( $S_0$ ), и число  $\gamma$ -квантов, взаимодействовавших с веществом, сцинтиллятора (NaI) с выделением фотоэлектронов ( $S_\phi$ ). Подставив величины  $S_0$  и  $S_\phi$  в формулу (14) вычислить  $\sigma_\phi$  (значение  $L$  см. в паспорте задачи). Величина  $S_\phi$  представляет собой (приблизительно) площадь под «пиком полного поглощения» на дифференциальном спектре  $\gamma$ -квантов (полученном без рассеивателя), ограниченная двумя маркерами: один маркер установить слева от «пика полного поглощения» (в положение  $A_{\min}$  рис.4), а второй - справа (конец спектра).

6. Оценить эффективное сечение комптоновского рассеяния в NaI. Для этого нужно определить число  $\gamma$ -квантов, испытавших комптоновское рассеяние в веществе ( $S_k$ ). Если один маркер совместить с максимумом «пика обратного рассеяния», а второй - с положением  $A_{\min}$ , то площадь под кривой, ограниченной с двух сторон маркерами, и будет

(приблизительно) равна  $S_k$ . По формуле (15), зная  $S_0$  из предыдущего пункта, можно оценить и  $\sigma_k$ .

#### 4. Аппаратура и порядок ее включения

Источником  $\gamma$ -квантов служит ампула с радиоактивным изотопом  $^{137}\text{Cs}$ . В рабочем положении ампула находится на уровне коллимационного отверстия, которое может быть закрыто свинцом. Кристалл стильбена располагается на подставке. Кристалл может быть убран по мере необходимости. Детектор состоит из кристалла сцинтиллятора (NaI) и ФЭУ, смонтированных вместе и закрытых защитным кожухом. В одном блоке с детектором смонтирован катодный повторитель. Работа начинается с подачи высокого напряжения с блока высоковольтного питания на ФЭУ. Для этого следует включить тумблер «сеть» и дать прибору прогреться в течение 15 мин. Затем включить тумблер «высокое напряжение» и поставить переключатель «напряжение входа» в положение «вкл». Далее с помощью кнопки «сеть» подать напряжение на многоканальную плату. Включить компьютер и монитор.

#### ЗАДАНИЕ

В настоящей задаче при регистрации спектра используется компьютер, поэтому перед началом работы на установке необходимо ознакомиться с функциональным назначением его клавишей (см. Приложение).

**1.Получить дифференциальный спектр прямого потока  $\gamma$ -квантов. Для этого:**

1.Удалить кристалл стибьена с подставки. При этом необходимо исключить попадание  $\gamma$ -лучей на руки, для чего коллимационное отверстие должно быть закрыто свинцом.

Поставить детектор под прямой поток  $\gamma$ -квантов. Затем убрать свинцовую защиту с коллимационного отверстия. После этого приступить к непосредственному снятию дифференциального спектра.

2.На дифференциальном спектре определить «пик полного поглощения», найти номер канала ( $V_{полн}$ ), соответствующий «пику полного поглощения». Пользуясь тем, что энергия  $\gamma$ -квантов  $^{137}Cs$  равна  $E_{\gamma} = \hbar\omega = 662$  кэВ, определить коэффициент пропорциональности

$$R = E_{\gamma} / V_{полн} = (662 / V_{полн}) \quad (16)$$

3.Найти положение «пика обратного рассеяния» ( $V_{обр}$ ) и с помощью вычисленного в п.2 значения R определить сначала значение  $E_{180}$  ( $E_{180} = R \cdot V_{обр}$ ), а затем комптоновский сдвиг  $\Delta\lambda_{180}$ ; сравнить полученный результат с теоретическим.

4.Определить энергию  $E_k$  края «комптоновского рассеяния», поместив курсор в т. «К» (точка перегиба).

5.Используя данные пунктов 3 и 4, проверить закон сохранения энергии.

$$E_{662} = E_{180} + E_k$$

## **II. Оценить сечения процессов комптоновского рассеяния и фотопоглощения.**

1.Из дифференциального спектра, полученного в разделе I, можно определить площади под пиком фотопоглощения и под той частью кривой, которая соответствует комптоновскому рассеянию и, соответственно, оценить сечение фотопоглощения и комптоновского рассеяния. Определить площадь под всей кривой.

2.Используя формулу (14), оценить сечение фотопоглощения в NaI.

3.По формуле (15) оценить сечение комптоновского рассеяния.

**III. Получить дифференциальные спектры  $\gamma$ -квантов под углами  $\varphi = 20^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ .** (количество углов задает преподаватель). Дифференциальные спектры для больших углов рассеяния вызываются из библиотеки.

1.Повернуть детектор под углом  $\varphi$  к линии, соединяющей источник и рассеиватель. На подставку поставить рассеиватель (кристалл стибьена). Установить необходимое время экспозиции (указано на установке). Получить дифференциальный спектр под углом  $\varphi$  (аналогично пункту I):

определить положение максимума «пика полного поглощения» ( $V_{полн}$ ). Пользуясь коэффициентом  $R$ , определенным по формуле (16), вычислить  $E_\varphi$ , а также соответствующие длины волн  $\lambda_\varphi$  и комптоновское смещение  $\Delta\lambda_\varphi$ , соответствующее углу рассеяния  $\varphi$ .

2. Величины комптоновского смещения, вычисленные в п.1, сравнить с теоретическими.

3. Построить график зависимости  $1/E_\gamma$  от  $(1 - \cos \varphi)$ .

## ПРИЛОЖЕНИЕ.

1

Программа находится в режиме изображения спектра. Слева вверху указаны данные, относящиеся к двум маркерам. Справа вверху изображены номера каналов и время их работы с момента «старта» по текущий момент. Слева над спектром дано текущее значение «интеграла», т.е. суммы импульсов по всем каналам с 1-го маркера по 2-ой. Справа указан номер изображаемого канала.

В режиме изображения спектра программа реагирует на следующие клавиши:

Shift Tab - изменение номера изображаемого канала.

Tab - изменение номера действующего маркера, который может перемещаться вдоль экрана.

PDn - продолжить

Esc - выход из Help



2

(← →) - изменение вдвое масштабов по горизонтали  
и

вертикали.

PUp,PDn - сдвиг окна изображения.

Ctrl→, Ctrl←, - изменение координаты действующего  
маркера.

CtrlPUp,

CtrlPDn

INS - изменение режима изображения спектра  
(гисто-

грамма или точки).

ENTER - вход в главное меню. В верхней части  
экрана

в центре появится его изображение.

ESC - нормальный выход из программы. При этом  
все

параметры изображения спектра сохраняются

в

файле с расширением .CFG.

PDn - продолжить

ESC - выход из

Help

3

Главное меню. Программа реагирует на следующие  
клавиши:

стрелки ↑↓ - изменение команды. Название той команды,  
которая будет выполняться, закрашено  
красным.

ESC - выход в режим изображения спектра.  
ENTER - выполнение заданной команды:  
«Старт» - запуск действующих каналов. При этом  
обнуляются и запускаются соответствующие  
счетчики времени, цвет окна номера канала в  
правом верхнем углу экрана-белый.

Программа

переходит в режим изображения спектра.

PDn - продолжить ESC - выход  
изHelp

4

«Стоп» - остановка набора в действующих каналах.

«Очистить» - очищение экрана. Программа переходит в  
режим  
изображения спектра.

«Канал» - программа переходит в меню изменения  
номера  
действующих каналов и времени  
экспозиции набора спектра.

«Вн. устр.» - программа переходит в меню внешних  
устройств  
для сохранения спектров.

PDn - продолжить ESC - выход  
изHelp

Меню «Канал» позволяет выбрать один из каналов АЦП (или все), на который далее будут воздействовать функции «Старт», «Стоп» и «Очистить».

Программа воспринимает клавиши:

стрелки  $\uparrow \downarrow$  - выбор номера канала АЦП.

ESC - вход в главное меню.

ENTER - изменение времени экспозиции набора.

ESC - выход из Help

6

Задать время экспозиции набора спектра по трафарету.

Активные клавиши:

0 - 9, ( $\leftarrow$ ,  $\rightarrow$ )

ESC - отказ от набранных цифр.

ENTER - ввод набранного времени. Выход в главное меню.

ESC - выход из

Help